

COURS D'ÉLECTRICITÉ

par M. PERRIN

Professeur E. M. T. de la ville de Paris

Avant-Propos

de R. CROIZIN

Inspecteur général de l'E. M. T.

TOME III

**A l'usage des Apprentis et Élèves
préparant le C. A. P. Constructions Électriques
et le B. E. I. Électricien**



Édité par la
SOCIÉTÉ DE PUBLICATIONS MÉCANIQUES
15, Rue Bleue — PARIS

R. C. 6683

DANS LA MÊME COLLECTION :

MEMENTO DE BOBINAGE. — Un ouvrage de 114 pages, illustrées de 71 figures, par G. LOMBARD, ingénieur I. D. N., professeur à l'Institut d'Électromécanique de Paris, avec préface de R. E. DENOUE, directeur de l'Institut d'Électromécanique de Paris.

Matériaux conducteurs. — Machines à courant continu. — Induits en tambour. — Machines multipolaires. — Bobinage d'un induit tambour. — Machines à courant alternatif. — Représentation des enroulements statoriques. — Enroulements des stators triphasés. — Enroulements des stators à nombre fractionnaire d'encoches par pôle et phase. — Enroulement des stators à deux faisceaux par encoche. — Moteurs asynchrones. — Essais industriels des moteurs électriques. — Transformateurs.

Adresser les commandes à

LA SOCIÉTÉ DE PUBLICATIONS MÉCANIQUES

15, Rue Bleue, PARIS (9^e)

COURS D'ÉLECTRICITÉ INDUSTRIELLE

TOME III

COURS D'ÉLECTRICITÉ INDUSTRIELLE

TOME III

Édité par la
SOCIÉTÉ DE PUBLICATIONS MÉCANIQUES
15, Rue Bleue — PARIS-IX^e

R. C. 6683

Le *Tome I* du **Cours d'Électricité Industrielle** traite des :

- Généralités sur le courant électrique.
- La loi d'Ohm.
- Les piles et accumulateurs.
- Le travail produit par un courant électrique.
- L'association de résistances.

Le *Tome II* du **Cours d'Électricité Industrielle** traite des :

- Variation de la valeur d'une résistance avec sa température.
- Associations de piles.
- Contacts.
- Constitution de la matière.
- Condensateurs.
- L'électronisme.

CHAPITRE XII

LE MAGNÉTISME

1^o Les lignes de force.

Prenons un aimant (Vol. I, p. 18), recouvrons-le d'une feuille de papier fort et saupoudrons la feuille de limaille de fer très fine.

Nous remarquons qu'au lieu de recouvrir uniformément le papier les grains de limaille forment des lignes courbes resserrées sur les pôles (Vol. I, p. 19) et s'épanouissant ensuite dans le plan de la feuille (fig. 1).

Ces lignes révélées par les grains de limaille sont appelées *lignes de force*.

En remplaçant l'aimant en fer à cheval utilisé par un aimant droit constitué par un cylindre d'acier (Vol. I, p. 21), et en répétant l'expérience pour différentes positions de l'aimant que nous ferons tourner chaque fois d'une fraction de tour, autour de son axe, nous verrons que les lignes de force existent toujours (fig. 2).

Ceci nous prouve que les lignes de force existent *dans tous les plans* situés autour des pôles, ce qui nous est également montré par la houppe

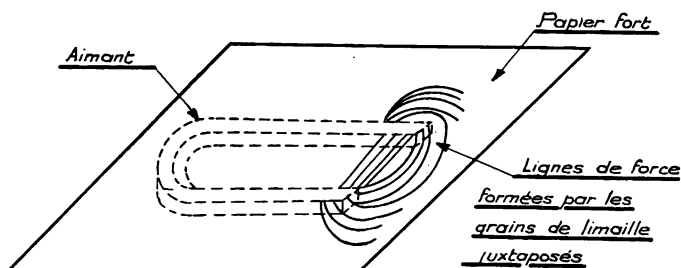


FIG. 1. — Réalisation du spectre magnétique d'un aimant en fer à cheval.

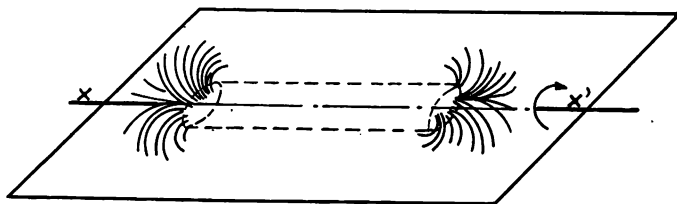


FIG. 2. — Spectre magnétique d'un aimant droit cylindrique : quelle que soit la position de l'aimant autour de son axe de rotation $X X'$, les lignes de force existent toujours car elles se propagent dans *tous les plans*.

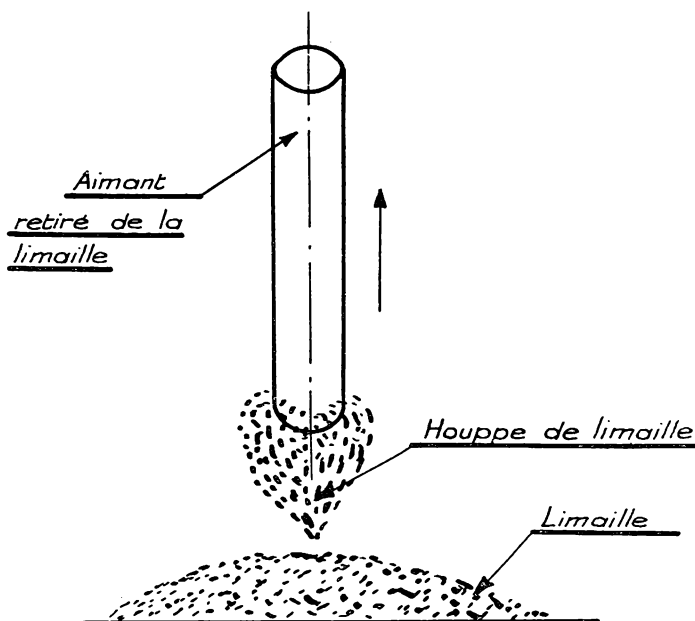


FIG. 3. — La houppes de limaille entoure complètement l'aimant car les lignes de force existent dans tous les plans parallèles à l'axe XX' .

de limaille qui s'accroche à un pôle lorsqu'il a été plongé dans cette limaille puis retiré ensuite (fig. 3).

2° Spectre magnétique.

On appelle *spectre magnétique* le dessin formé sur la feuille de papier (fig. 1) par les lignes indiquées par la limaille de fer.

3° Flux magnétique.

Le terme de *flux magnétique* est employé pour désigner l'ensemble des lignes de force situées autour d'un pôle.

Plus le nombre de lignes de force est grand, plus le flux magnétique est important, et plus l'attraction exercée par l'aimant sur un morceau de fer sera forte.

4° Sens des lignes de force.

Prenons deux aimants droits et repérons leurs pôles à l'aide d'une boussole (Vol. I, p. 19). Plaçons les deux aimants sur une table dans le

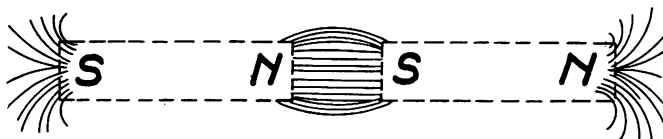


FIG. 4. — Les lignes de force sont tendues entre deux pôles de noms contraires placés face à face. Elles se précipitent d'un pôle sur l'autre.

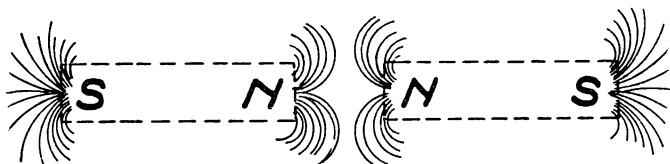


FIG. 5. — Les lignes de force émanant de deux pôles de même nom placés face à face se repoussent pour trouver un passage.

prolongement l'un de l'autre de telle sorte que les pôles se trouvant face à face soient de noms contraires et soient écartés de 2 cm environ. En opérant comme précédemment (1^o) déterminons leur spectre magnétique (fig. 4).

Nous voyons que les lignes de force sont des droites tendues entre les pôles en présence; il semble que sortant d'un pôle, elles se précipitent dans l'autre.

Retournons maintenant l'un des aimants; les pôles en présence seront alors de même nom. Le nouveau spectre magnétique nous donne des lignes de force très courbées, et on remarque nettement la répulsion s'exerçant entre elles : elles semblent chercher un passage dans l'air pour s'échapper des pôles sans se toucher (fig. 5).

Ces deux expériences nous montrent que les lignes de force ont un sens bien déterminé puisque, lorsque deux pôles de noms contraires sont en présence, elles vont directement d'un pôle à l'autre, et lorsque deux pôles de même nom sont en présence, elles tendent au contraire à s'écarter pour se frayer un passage.

On admet qu'à l'extérieur d'un aimant les lignes de force vont du pôle Nord au pôle Sud.

Comme le courant électrique, les lignes de force suivent un circuit fermé par l'aimant lui-même; à l'intérieur de celui-ci, elles se dirigent du pôle Sud vers le pôle Nord.

5^o Circuit magnétique.

Le *circuit magnétique* est le chemin emprunté par les lignes de force.

Il y a analogie entre un circuit magnétique et un circuit électrique : le premier est parcouru par des lignes de force et le second par des électrons.

Nous savons qu'un circuit électrique peut être ouvert ou fermé (Vol. I, p. 5), mais il n'en est pas de même pour un circuit magnétique, car un *circuit magnétique est toujours fermé*.

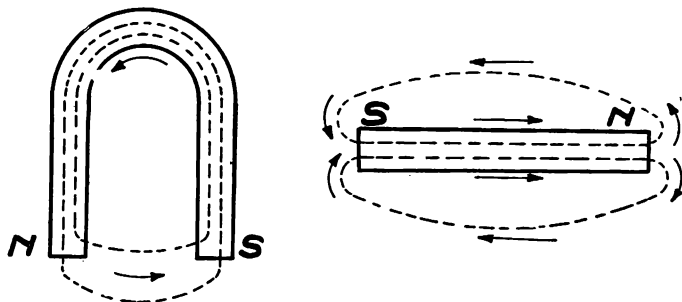


FIG. 6. — Représentation du circuit magnétique d'un aimant droit et d'un aimant en fer à cheval : sens des lignes de force.

Dans le cas d'un aimant quelconque, il est composé de l'aimant lui-même et de l'air qui sépare ses pôles (fig. 6). L'air ne joue pas le rôle d'un isolant pour les lignes de force, et l'ensemble de ces lignes de force, ou flux, sortant par le pôle Nord, se referme toujours sur le pôle Sud en traversant l'air.

La portion de circuit magnétique comprise entre les pôles et située dans l'air est appelée *entrefer*.

L'aimant joue le rôle de *générateur de lignes de force*.

6° Actions mutuelles des pôles.

Nous avons vu (Vol. I, p. 20) que deux pôles de noms contraires s'attirent et que deux pôles de même nom se repoussent.

Il nous est maintenant facile de comprendre pourquoi ces actions se manifestent.

Lorsque les deux pôles Nord de deux aimants droits sont en présence (fig. 7), les flux de chaque aimant sortent face à face et se repoussent pour pouvoir passer et rejoindre le pôle Sud de *leur* aimant, puisque chaque aimant possède son circuit magnétique bien déterminé.

Comme les flux se repoussent et comme les flux sont émis par les pôles, ils entraînent ces derniers dans leur mouvement de sens opposé, et les pôles s'écartent l'un de l'autre.

Lorsque ce sont les deux pôles Sud qui sont en présence, l'action est identique car les flux se repoussent également pour passer et rejoindre leur pôle Sud respectif (fig. 8).

Le cas est tout à fait différent quand deux pôles de noms contraires sont en présence.

Les circuits magnétiques de chaque aimant se combinent pour n'en former qu'un seul (fig. 9). Le flux sortant par le pôle Nord de l'un des aimants entre par le pôle Sud de l'autre aimant, ressort par le Nord de ce même aimant et traverse ensuite l'air pour rejoindre le pôle Sud du premier aimant.

Les lignes de force sont alors tendues entre les deux aimants et à l'inverse du cas précédent s'attirent et rapprochent les pôles qui les émettent pour diminuer la longueur de leur parcours dans l'air.

7° Expérience de l'aimant brisé.

Prenons un aimant droit de faible section et brisons-le par son milieu.

Les deux parties obtenues sont encore deux aimants, ce dont nous pouvons nous assurer en les plongeant dans la limaille de fer, ou en réalisant leurs spectres magnétiques.

Brisons encore en deux parties l'un des aimants obtenus, nous pourrions vérifier que ces deux nouveaux morceaux sont encore des aimants. En continuant de cette façon, nous obtiendrions des aimants de plus en plus petits et, si nous admettons que nous prolongions l'expérience au-delà des limites possibles, nous arriverions finalement à obtenir *une molécule* qui est la plus petite partie en laquelle on puisse diviser un corps, pour que ce corps reste semblable à lui-même (Vol. II, p. 3).

D'après ce que nous avons observé au début de l'expérience, nous pouvons donc dire que la molécule finalement obtenue est aussi un aimant (fig. 10).

Ceci nous permet donc d'admettre que les molécules sont des aimants infiniment petits.

Nous savons que tous les corps sont constitués de molécules, mais nous savons aussi que tous les corps ne présentent pas de propriétés magnétiques : d'où viennent donc ces propriétés ?

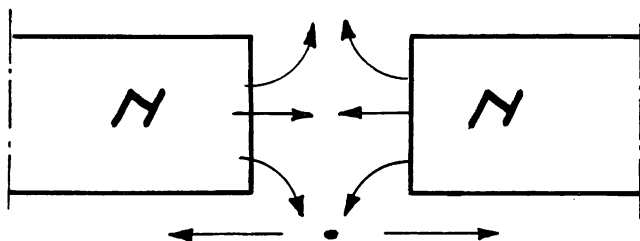


FIG. 7. — Les lignes de force se repoussent pour avoir un passage leur permettant de sortir des pôles Nord en présence, et repoussent les deux pôles qui les émettent.

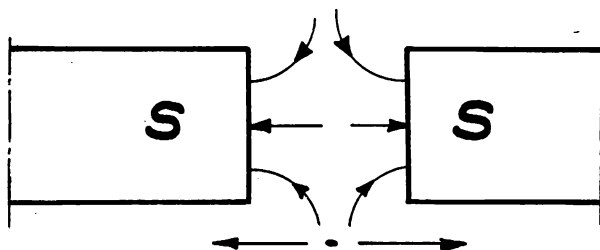


FIG. 8. — Les lignes de force se repoussent encore pour passer afin d'entrer dans le pôle Sud de l'aimant qui les a produites : pour cela elles repoussent les pôles.

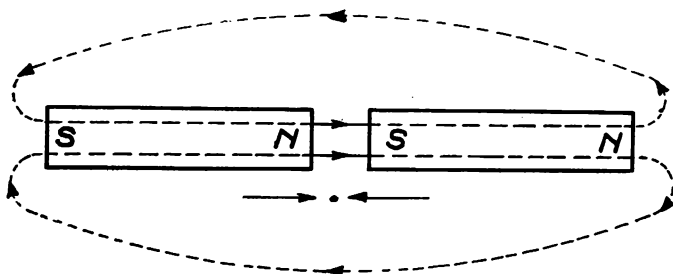


FIG. 9. — Les lignes de force sautent du pôle Nord au pôle Sud : les pôles sont alors attirés et les deux circuits magnétiques n'en forment plus qu'un seul.

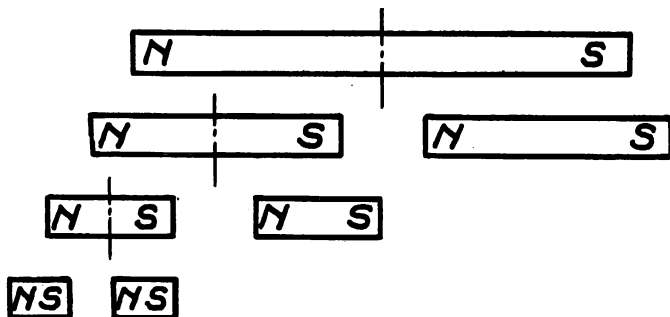


FIG. 10. — En brisant un aimant droit en parties de plus en plus petites, on obtient toujours un aimant : une molécule est un aimant.

Une expérience faite à l'échelle humaine va nous le montrer facilement : Prenons deux aimants droits de longueur égale et de même section ayant leurs pôles repérés, et deux petits morceaux de fer de même section que les aimants et de longueur double de la largeur.

Plaçons les aimants côte à côte de telle sorte que leurs pôles de même nom soient du même côté et mettons à chaque extrémité un morceau de fer. L'ensemble ainsi obtenu présente des propriétés magnétiques importantes décelées avec de la limaille de fer ou avec une boussole : c'est un aimant composé de deux aimants (fig. 11).

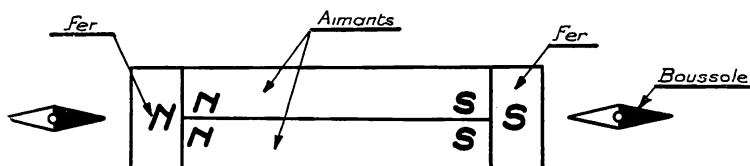


FIG. 11. — Les deux aimants forment un nouvel aimant et si les flux des aimants primitifs étaient égaux, le flux du nouvel aimant sera deux fois plus grand que celui d'un seul (double de lignes de force).

Reprenons maintenant nos deux aimants et retournons l'un d'eux, nous aurons alors deux pôles de noms contraires côte à côte, replaçons nos deux petits morceaux de fer aux extrémités et, à l'essai, nous verrons que l'ensemble ne présente *plus aucune propriété magnétique*, bien qu'il soit composé de deux aimants (fig. 12).

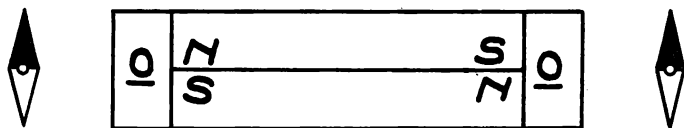


FIG. 12. — Le circuit magnétique se referme par les pièces de fer : l'ensemble n'a aucune propriété magnétique, les boussoles ne sont plus déviées.

Si nous avons mesuré préalablement l'attraction de chaque aimant, et l'attraction de l'aimant obtenu dans le premier cas, nous nous serions aperçu que :

Dans le premier cas, quand les aimants sont orientés dans le *même sens*, leurs actions magnétiques *s'ajoutent*.

Dans le deuxième cas, quand les aimants sont disposés *en sens inverse*, ou *désorientés*, leurs actions magnétiques *s'annulent*, le flux se refermant directement sur le pôle voisin.

En ramenant cette expérience à l'échelle moléculaire, nous voyons que lorsque les molécules constituant un corps ne sont pas orientées, le

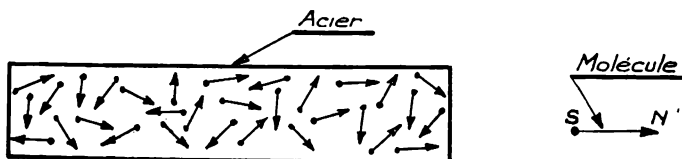


FIG. 13. — Les molécules ne sont pas orientées : aucune propriété magnétique.

corps considéré ne possède pas de propriétés magnétiques tandis que lorsque ses molécules sont orientées, les propriétés magnétiques apparaissent et le corps devient un aimant (fig. 13).

8° Orientation moléculaire.

Pour aimanter un morceau d'acier, il suffit d'orienter ses molécules.

Cette orientation moléculaire s'obtient *par influence* : il suffit de placer le morceau d'acier dans un flux magnétique, en le présentant par exemple à un aimant. Le pôle de l'aimant le plus proche du morceau d'acier attire les pôles de noms contraires des aimants moléculaires constituant l'acier, et tous ces petits aimants s'orientent; l'acier devient un aimant à son tour (fig. 14).

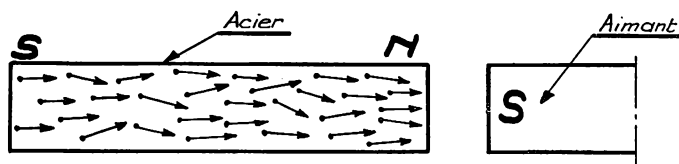


FIG. 14. — Le pôle Sud présenté attire les pôles Nord des molécules proches et celles-ci, dont les actions s'ajoutent, orientent les suivantes, l'acier devient un aimant.

9° Persistance de l'orientation moléculaire.

Quand un morceau de fer est soustrait à la cause qui l'a aimanté, il perd son aimantation. Les molécules du fer n'ont pas la propriété de conserver leur orientation quand on ne les y contraint pas.

Placé dans un flux magnétique, un morceau de fer devient un aimant, et retiré de ce flux il perd toutes ses propriétés magnétiques. Un tel système, dont l'aimantation peut être commandée à volonté est un *aimant temporaire*.

L'acier très dur, trempé, conserve au contraire son aimantation quand on le retire du flux magnétique qui l'a provoquée : ses molécules restent orientées, c'est un *aimant permanent*.

10° Rémanence.

L'aimantation qui subsiste dans un échantillon de fer ou d'acier lorsqu'on a supprimé la cause qui a produit cette aimantation est appelée *rémanence*, *aimantation rémanente*, ou simplement *rémanent*.

Nous avons vu, d'après ce qui précède (§ 9), que le fer ne conserve pas son aimantation. En réalité, il en conserve toujours une très faible partie : *le fer a un rémanent très faible*. Pour cette raison on l'utilise pour constituer les noyaux d'électro-aimants dont l'attraction doit cesser dès que le flux auquel ils sont soumis disparaît (Vol. I, p. 17 et 19).

Le rémanent du fer est d'autant plus faible que le métal est plus pur et qu'il est mieux recuit : on l'appelle souvent *fer doux* dans ce cas.

Pour construire des aimants permanents, il faut au contraire que le métal employé possède un rémanent le plus grand possible. On emploie dans ce cas des aciers au tungstène, très durs.

11° Destruction de l'aimantation.

Pour faire disparaître toute aimantation d'une pièce d'acier, il suffit de désorienter ses molécules en les agitant.

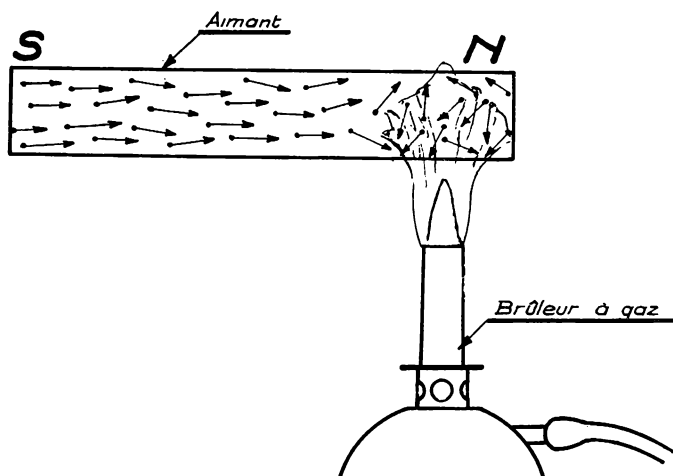


FIG. 15. — Un échauffement suffisant désoriente les molécules.

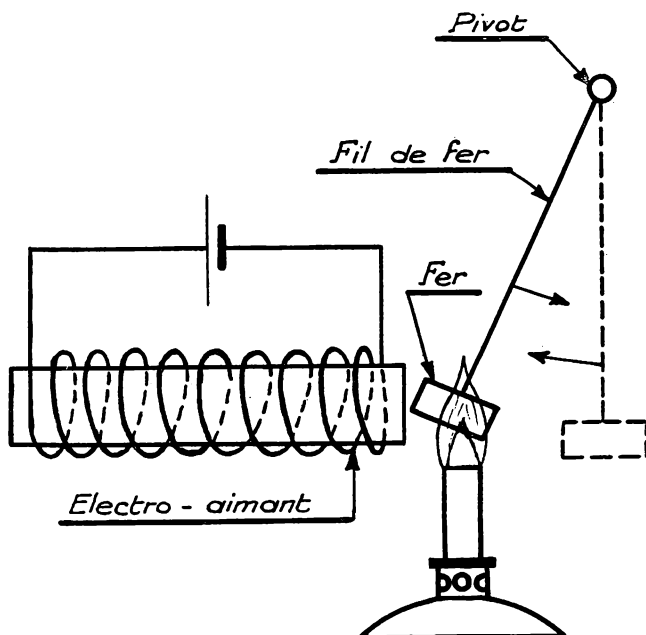


FIG. 16. — Le fer n'est plus attiré par l'électro-aimant quand il est rouge, une fois refroidi, il est de nouveau attiré.

L'agitation moléculaire peut être obtenue de plusieurs façons. Nous avons vu (Vol. II, p. 4) que la température d'un corps dépendait de l'agitation moléculaire du corps, c'est-à-dire de la vitesse de déplacement de ses molécules; il nous suffira donc de chauffer suffisamment l'acier pour lui faire perdre son aimantation (fig. 15). Au-dessus de 775°C l'acier perd toutes ses propriétés magnétiques; cette température est appelée *point de Curie*.

Cette perte d'aimantation peut être mise en évidence par l'expérience suivante (fig. 16) : un pendule est constitué par un morceau de fer doux suspendu par une tige de fer pouvant osciller sur un pivot; à environ 4 cm du fer, le pendule étant au repos, se trouve le noyau d'un électro-aimant constamment alimenté, et sous le pendule, un brûleur assez puissant permettra de porter au rouge le morceau de fer quand il se trouvera collé au noyau. Le fer étant froid, et l'électro-aimant alimenté, le pendule dévie car le fer vient se coller au noyau et reste dans cette position : il se trouve alors au-dessus du brûleur, chauffe et rougit; à ce moment, bien que l'électro-aimant n'ait cessé d'être alimenté, le morceau de fer perd ses propriétés magnétiques, il n'est plus attiré et il quitte le noyau; il s'éloigne aussi de la flamme, refroidit, reprend ses propriétés magnétiques et est de nouveau attiré, et ainsi de suite.

Le fer rouge, à partir de 775°C se comporte donc comme un morceau

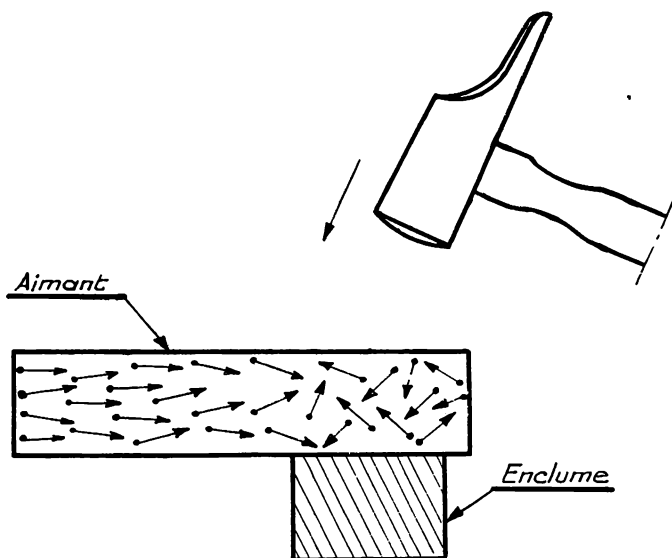


FIG. 17. — Des chocs répétés désorientent les molécules.

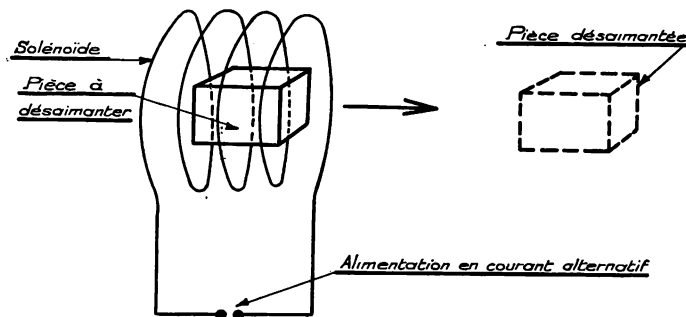


FIG. 18. — La pièce à désaimanter est retirée très lentement de l'intérieur du solénoïde constamment alimenté en courant alternatif.

de cuivre, d'aluminium ou de carton, vis-à-vis d'un aimant : il n'y a plus d'attraction.

Lorsqu'on chauffe un aimant permanent au-dessus de 775°C , ses molécules se désorientent, et comme on ne fait agir ensuite aucun flux sur elles, la désorientation persiste et toute aimantation a disparu.

On peut également créer une agitation moléculaire par des chocs répétés (fig. 17). Un aimant permanent martelé perd une grande partie de son aimantation.

Il est évident que ces moyens un peu violents ne peuvent être employés dans tous les cas pour désaimanter, et qu'on ne peut les utiliser quand il s'agit d'un spiral de montre par exemple.

Les horlogers se servent alors d'un solénoïde (Vol. I, p. 19) parcouru par un courant alternatif (Vol. I, p. 17) qui engendre un flux magnétique alternatif, c'est-à-dire changeant de sens en même temps que le courant (ce que nous expliquerons un peu plus tard). Si l'on place dans ce flux une pièce aimantée, les molécules de cette pièce suivent les variations de direction du flux et sont de ce fait dirigées tantôt dans un sens et tantôt dans l'autre, et si le flux est à 50 Hz, les molécules changent de sens cent fois par seconde (Vol. I, p. 17); il suffit alors de retirer la pièce de l'action du flux en l'éloignant doucement pour que les molécules soient complètement désorientées (fig. 18).

12^o Conservation des aimants permanents.

Pour conserver l'aimantation d'un aimant permanent, il faut conserver l'orientation de ses molécules. Si nous examinons un aimant en fer à cheval

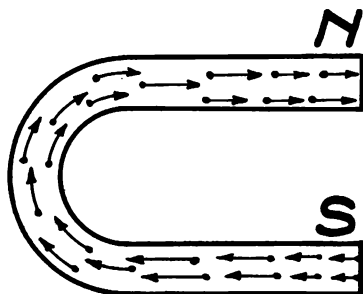


FIG. 19. — Les molécules extrêmes ne sont maintenues que d'un côté, aucun aimant moléculaire n'existe dans l'entrefer.

par exemple, nous voyons que ce sont ses molécules extrêmes, celles qui forment les pôles, qui sont les moins bien maintenues, car une molécule

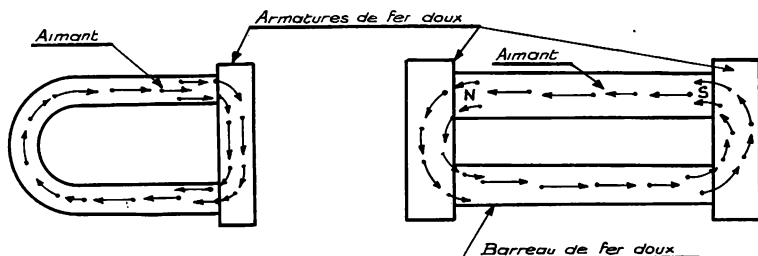


FIG. 20. — Disposition à adopter pour conserver un aimant en fer à cheval ou un aimant droit.

interne est entourée par un pôle Nord et par un pôle Sud des molécules qui l'encadrent, tandis qu'une molécule extrême n'est maintenue que par un seul pôle voisin (fig. 19).

A la longue, un aimant permanent perd donc de son aimantation à cause de la désorientation de ses molécules extrêmes qui entraînent la désorientation des molécules internes.

Pour éviter cela, il faut maintenir les molécules extrêmes en fermant son circuit magnétique par une armature en fer doux (fig. 20), les molécules de l'armature s'orientent par influence et maintiennent les molécules extrêmes de l'aimant.

Lorsqu'on dispose de plusieurs aimants dont les dimensions s'y prêtent,

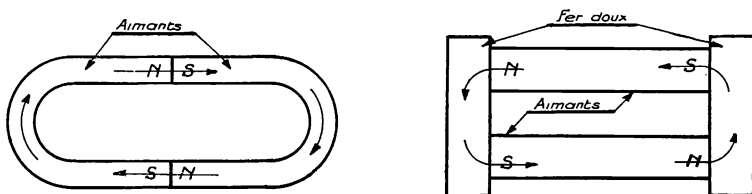


FIG. 21. — Conservation de deux aimants identiques par contact de leurs pôles de noms contraires.

on les dispose pour former un circuit fermé en ayant soin que ce soient les pôles de noms contraires qui se touchent (fig. 21).

Il faut également éviter les chocs et les vibrations importantes aux aimants que l'on veut conserver en bon état.

13° Classification magnétique des corps.

Tous les corps peuvent être classés en deux catégories : les corps qui sont attirés par un aimant et les corps qui ne le sont pas.

Tous les corps subissant une attraction de la part d'un aimant sont appelés *corps magnétiques* ; tels sont en particulier, comme nous l'avons déjà vu : le fer, la fonte, l'acier, le nickel, le chrome et le cobalt.

Tous les corps qui ne sont pas attirés par un aimant sont dits *corps amagnétiques* : le cuivre, l'aluminium, le carton, le coton, la soie, etc..., sont amagnétiques.

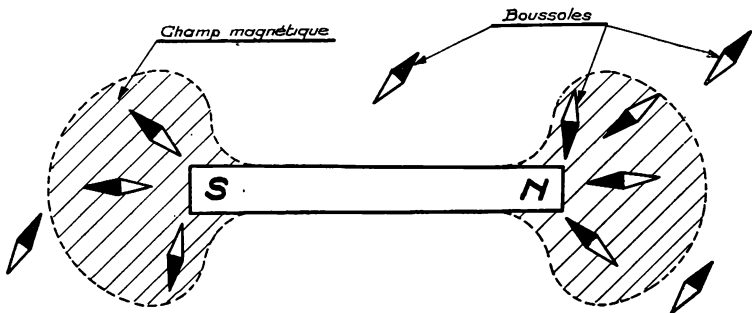


FIG. 22. — Les actions d'un aimant se font seulement sentir dans le champ magnétique de celui-ci.

14° Champ magnétique.

Nous savons que les pôles d'un aimant font dévier l'aiguille aimantée d'une boussole. Si l'aiguille se trouve très près d'un pôle Nord, sa partie bleue sera pointée directement sur ce pôle (fig. 22). En éloignant progressivement la boussole, nous verrons qu'à une certaine distance du pôle, l'aimant n'a plus aucune action sur celle-ci : l'aiguille bleue indique de nouveau le pôle *Nord terrestre*. Ceci nous montre que l'action d'un aimant n'a lieu que jusqu'à une certaine distance de ses pôles, et tout autour de ceux-ci : l'action d'un aimant n'a donc lieu que *dans un espace limité*. Cet espace est appelé *champ magnétique* de l'aimant.

Un champ magnétique, comme nous l'avons vu (§ 1°), est composé de lignes de force.

15° Densité des lignes de force.

En regardant la figure 11, nous voyons que le nombre de lignes de force peut être plus ou moins grand, c'est ainsi qu'en plaçant deux aimants identiques côte à côte ce nombre a doublé.

Il est évident que si dans le même espace le nombre de lignes de force est deux fois plus grand, ces lignes de force seront plus serrées et que par conséquent dans une surface déterminée, 1 cm² par exemple, il passera deux fois plus de lignes de force. Le champ magnétique est alors *plus dense*.

Pour désigner la densité des lignes de force, on emploie également le terme de *champ magnétique*.

Il faut donc faire particulièrement attention à la phrase dans laquelle se trouve ce terme, puisqu'il désigne deux choses très différentes : le lieu où se manifestent les actions d'un aimant, et la densité des lignes de force de cet aimant. Par exemple, nous dirons qu'une pièce métallique est placée dans le champ magnétique d'un aimant (dans le sens d'espace où se manifestent ses actions), et nous dirons également que cet aimant a un champ magnétique important (dans le sens de densité des lignes de force, qui sont alors très resserrées).

Généralement, dans le sens de densité des lignes de force, on dit simplement *champ* sans faire suivre ce terme du mot « magnétique ».

La grandeur d'un champ ne dépend pas de la dimension des pôles (fig. 23), un aimant de faible section peut avoir un champ plus grand qu'un aimant de grande section, tout dépend de la façon dont sont resserrées les lignes de force.

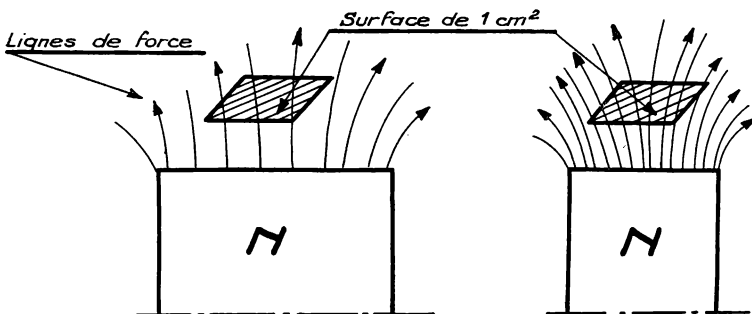


FIG. 23. — La grandeur d'un champ ne dépend pas de la section des pôles, mais du nombre de lignes de force passant dans une surface de 1 cm². Il est plus grand dans le petit aimant dans ce cas.

16° Champ magnétique uniforme.

On dit qu'un champ magnétique est uniforme quand, en tous les points de l'espace qu'il embrasse, la densité des lignes de force est la même, ou autrement dit que le champ a même valeur en tous les points.

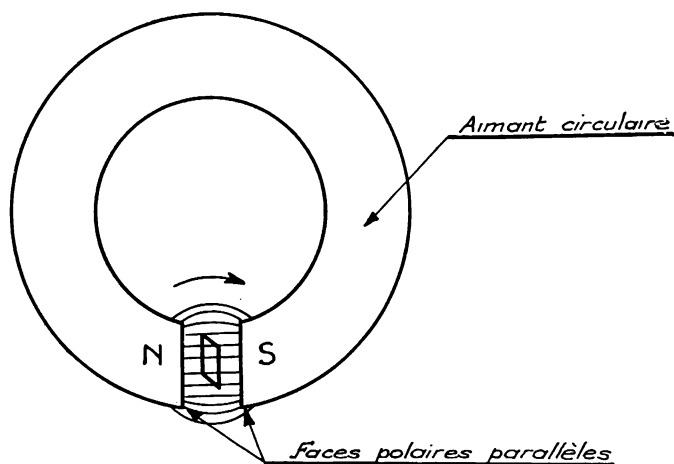


FIG. 24. — Le champ est considéré comme uniforme dans la surface indiquée entre les pôles, car on admet que dans cette région les lignes de force sont équidistantes.

Un champ magnétique peut être considéré comme uniforme dans la région voisine de l'axe d'un aimant dont les faces polaires sont parallèles (fig. 24).

CHAPITRE XIII

L'ELECTROMAGNÉTISME

1° Flux produit par le passage d'un courant dans un conducteur.

Dans une feuille de papier fort, perçons un trou central et faisons passer dans ce trou un conducteur qui se trouvera ainsi perpendiculaire au papier (fig. 25). Faisons circuler dans ce conducteur un courant assez intense, et saupoudrons le papier de limaille de fer très fine.

La limaille se disposera sur des cercles concentriques au conducteur. Ces lignes ainsi révélées sont, comme nous l'avons vu (p. 5), des lignes de force.

Cette expérience nous montre que lorsqu'un courant traverse un conducteur, il crée autour de celui-ci un flux magnétique dont les lignes de force sont circulaires.

En faisant monter et descendre la feuille de papier tout le long du conducteur, nous verrons que quelle que soit la position de celle-ci, les lignes de force existent toujours et que, par conséquent, le flux créé par le passage du courant apparaît *sur toute la longueur* du conducteur. Le flux magnétique entoure le conducteur exactement comme une gaine isolante enrobe un fil de câblage.

En plaçant sur la feuille de papier une boussole, nous verrons que

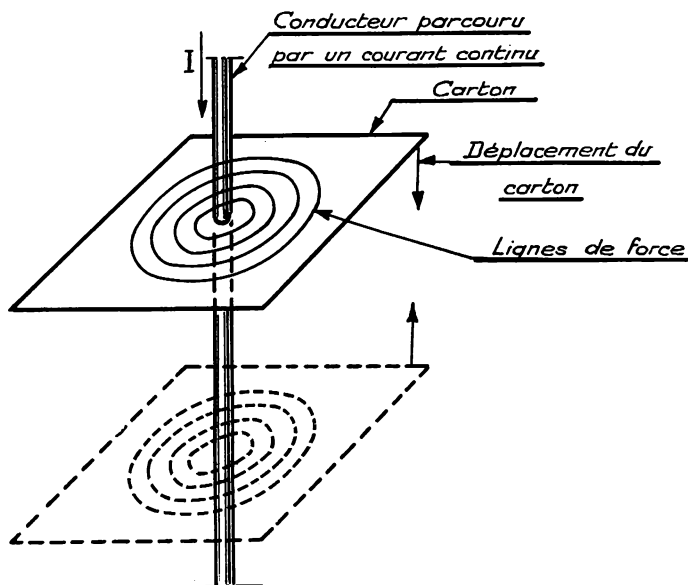


FIG. 25. — Les lignes de force forment des cercles autour du conducteur et sur toute la longueur de celui-ci.

l'aiguille aimantée s'oriente parallèlement aux lignes de force, et qu'en faisant tourner la boussole autour du conducteur (fig. 26), l'aiguille conserve toujours la même direction par rapport aux lignes de force : celles-ci « tournent » donc autour du conducteur dans le sens nord-sud de l'aiguille aimantée.

Il faut se rappeler à ce sujet que la partie bleue de l'aiguille aimantée indique le pôle Nord, et que étant attirée par un pôle Nord *cette partie bleue est un pôle Sud* : or nous savons qu'à l'intérieur d'un aimant les lignes de force sont dirigées du pôle Sud vers le pôle Nord.

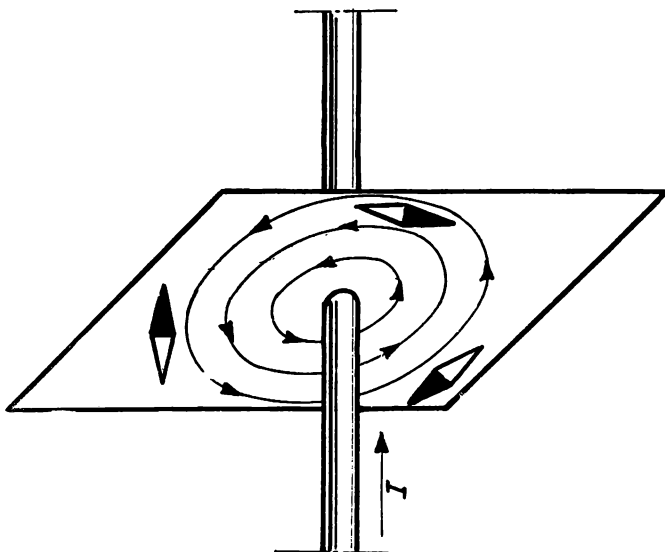


FIG. 26. — Des aiguilles aimantées placées sur le carton montrent que les lignes de force tournent dans un sens déterminé autour du conducteur.

2° Détermination du sens des lignes de force.

Il est facile de déterminer le sens des lignes de force sans utiliser une boussole, si l'on connaît le sens du courant passant dans le conducteur; il suffit d'appliquer la *règle du tire-bouchon de Maxwell*, qui s'énonce de la façon suivante :

Lorsqu'on fait tourner dans le sens des lignes de force un tire-bouchon placé dans le prolongement d'un conducteur rectiligne, il se déplace dans le sens conventionnel du courant (fig. 27).

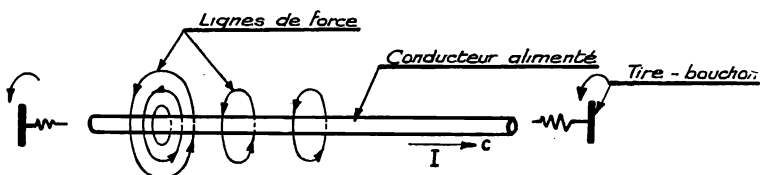


FIG. 27. — Le sens de rotation du tire-bouchon indique le sens de rotation des lignes de force, quand il se déplace dans le sens conventionnel du courant : la flèche du courant suivie de C indique qu'elle est dirigée dans le sens conventionnel. Le tire-bouchon peut être placé d'un côté ou de l'autre du conducteur.

Cette règle a été énoncée bien avant que l'on trouve le sens électronique du courant qui est le sens réel, et il ne faut pas oublier que *le sens conventionnel est inverse du sens électronique*. Connaissant ce sens électronique, il suffira de l'inverser pour appliquer la règle du tire-bouchon.

Nous pourrions vérifier, dans l'expérience précédente, que les lignes de force « tournent en sens inverse » quand on inverse le sens du courant.

3° Flux produit par un solénoïde.

Si nous faisons circuler un courant continu dans un solénoïde (Vol. I, p. 19), une aiguille aimantée est déviée quand on l'approche de ses extrémités. Elle indique un pôle Nord pour l'une d'elles et un pôle Sud pour l'autre (fig. 28). En inversant le courant d'alimentation les pôles se trouvent également inversés.

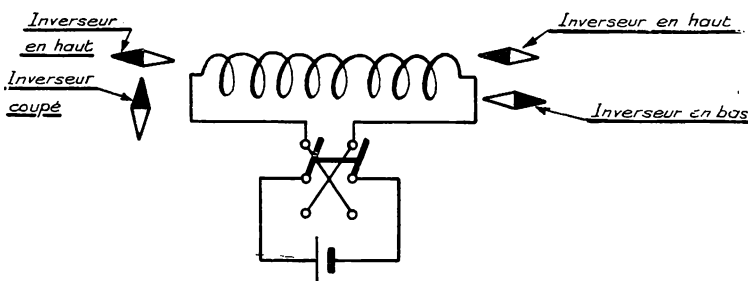


FIG. 28. — Un solénoïde alimenté par un courant continu présente des pôles à ses extrémités. Le nom de ces pôles changeant suivant le sens du courant.

Puisqu'il y a apparition de pôles aux extrémités du solénoïde, il doit y avoir également des lignes de force. Pouvons-nous mettre ces lignes de force en évidence ?

Une expérience nous le permettra : perçons aux deux tiers de la largeur d'une feuille de carton une rangée de trous et au tiers une seconde rangée comportant le même nombre de trous, mais disposés entre ceux qui ont été primitivement percés, puis bobinsons un solénoïde dans ces trous (fig. 29). Alimentons ce solénoïde par une source de courant continu et saupoudrons de limaille de fer fine.

La limaille se dispose sur des lignes parallèles à l'axe du solénoïde, à l'intérieur de celui-ci, et ces lignes s'épanouissent à leur sortie, exactement comme sur les pôles d'un aimant.

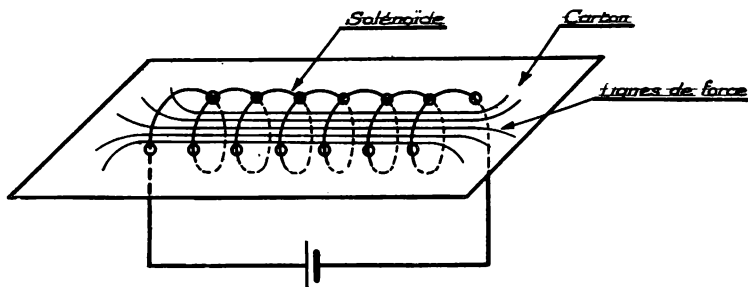


FIG. 29. — A l'intérieur d'un solénoïde alimenté par un courant continu, se trouvent des lignes de force parallèles qui s'épanouissent dans la région des extrémités.

Un raisonnement simple nous montrera pourquoi un solénoïde se comporte comme un aimant : supposons qu'on coupe le solénoïde réalisé dans l'expérience précédente par un plan passant par celui du carton; la partie supérieure sera enlevée, et seule la partie inférieure, représentée en lignes cachées (fig. 30), subsistera.

En considérant la section des fils coupés dans la rangée supérieure, nous pouvons chercher le sens des lignes de force circulaires engendrées par le passage du courant qui « entre » par ces fils : en appliquant la règle du tire-bouchon nous voyons qu'autour de tous les fils de cette rangée, les lignes de force « tournent » dans le sens des aiguilles d'une montre; ils ont tous le même sens.

Nous remarquons également que :

Tous les flux situés au-dessus de la rangée se dirigent tous vers la droite;

Tous les flux situés au-dessous de la rangée se dirigent en sens inverse, c'est-à-dire vers la gauche.

D'autre part, en considérant les flux situés entre les fils, il est visible que ces flux sont dirigés *en sens inverse* : ils se repoussent comme les flux issus des pôles Nord de deux aimants placés face à face. Que se passe-t-il alors? Les flux dirigés vers le bas sont repoussés vers le haut et filent vers la droite; les flux dirigés vers le haut sont repoussés vers le bas et filent vers la gauche. Si les spires du solénoïde sont suffisamment rapprochées, il n'y a pas de flux entre celles-ci.

En raisonnant de la même façon pour les conducteurs de la rangée inférieure, en considérant que le courant « sort » par ces conducteurs, nous verrons que les flux situés au-dessus de cette rangée sont dirigés vers la gauche, alors que ceux qui se trouvent au-dessous sont dirigés vers la droite.

En comparant la direction de tous les flux créés, il apparaît que tous les flux à l'intérieur du solénoïde sont de même sens et vont vers la gauche, et que tous les flux à l'extérieur du solénoïde ont également le même sens, mais sont dirigés vers la droite.

Le spectre magnétique d'un solénoïde est semblable à celui d'un aimant à la différence près que dans ce dernier on ne peut voir les lignes de force qui passent dans la masse de l'acier.

La règle du tire-bouchon énoncée d'une façon légèrement différente nous permettra de déterminer directement le sens des lignes de force, et le

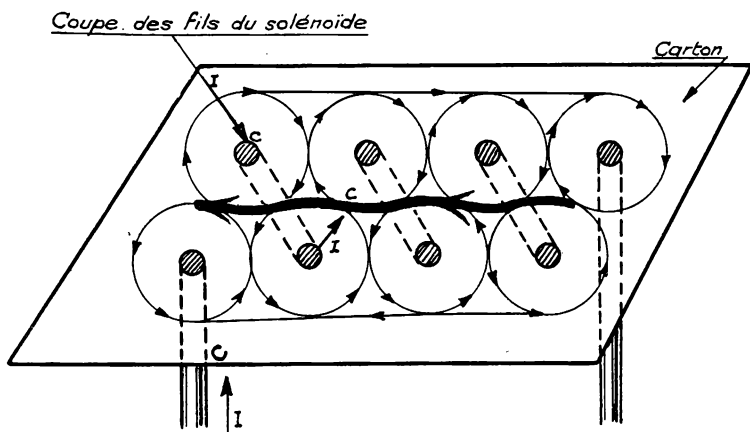


FIG. 30. — Composition des flux tournants dus à chaque conducteur pour former le flux total rectiligne du solénoïde. Les traits fins représentent les flux élémentaires et les gros traits le flux total. Le signe C indique le sens conventionnel du courant.

nom des pôles formés, en connaissant le sens du courant : il nous suffira de dire :

Lorsqu'on fait tourner dans le SENS CONVENTIONNEL du courant un tire-bouchon placé dans le prolongement d'un solénoïde, il se déplace dans le sens des lignes de force (fig. 31).

Évidemment, là encore, il s'agit du sens conventionnel du courant, ce qu'il ne faut pas oublier. Le nom des pôles sera déterminé en se rappelant qu'à l'extérieur d'un aimant, ou d'un solénoïde, les lignes de force vont du pôle Nord au pôle Sud.

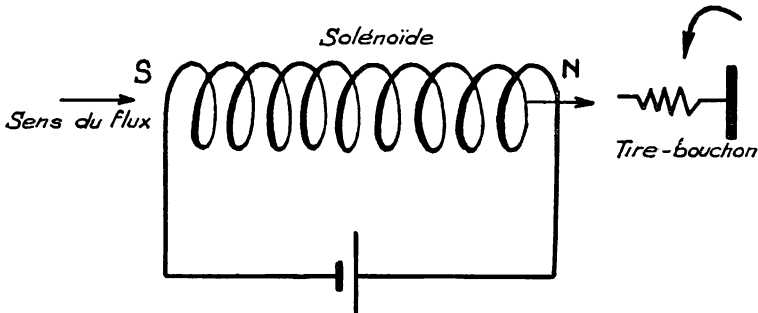


FIG. 31. — Recherche du sens du flux et des pôles d'un solénoïde alimenté par un courant continu : les traits forts du solénoïde indiquent la partie du conducteur placée vers l'observateur.

4^e Unités de flux magnétique.

Les unités utilisées pour la mesure des grandeurs magnétiques telles que le flux ou le champ, ne possèdent pas de multiples ou de sous-multiples. Pour cette raison, suivant l'ordre de grandeur de la valeur mesurée, on emploie des unités de systèmes différents.

Les différents systèmes d'unités sont déterminés par la valeur de leurs *unités fondamentales*, c'est-à-dire des unités de *longueur*, de *masse* et de *temps*.

Les deux systèmes nous intéressant particulièrement en électricité sont les systèmes C. G. S. et M. K. S.

Le système C. G. S. a pour unités fondamentales le *centimètre*, le *gramme* et la *seconde*. Il est employé par les physiciens, et nous l'emploierons également dans la partie du cours ayant trait aux phénomènes électromagnétiques.

Le système M. K. S. a pour unités fondamentales le *mètre*, le *kilogramme-masse* et la *seconde*. Les électriciens emploient de préférence ce système, et nous nous en servirons lors de l'étude des machines électriques, ses unités étant plus grandes que celles du système C. G. S. et plus en rapport avec l'ordre de grandeur des flux et des champs créés.

L'unité de flux magnétique du système C. G. S. est le *maxwell*, tirée du nom du physicien anglais Maxwell (1831-1879).

Dans le système M. K. S., l'unité de flux magnétique est le *weber*, tirée du nom du physiologiste allemand Guillaume-Édouard Weber (1804-1891).

Le weber est 10^8 fois plus grand que le maxwell :

$$1 \text{ Wb} = 100\,000\,000 \text{ Mx} = 10^8 \text{ Mx}.$$

$$1 \text{ Mx} = \frac{1}{100\,000\,000} \text{ Wb} = \frac{1}{10^8} \text{ Wb} = 10^{-8} \text{ Wb}.$$

5^o Unités de champ magnétique.

L'unité de champ est déterminée par l'unité de flux magnétique passant dans l'unité de surface.

Dans le système C. G. S., l'unité de flux est le maxwell et l'unité de surface est le centimètre carré : par conséquent, l'unité de champ sera la densité des lignes de force existant dans un centimètre carré de surface traversé par un flux de 1 Mx. Cette unité est appelée le *gauss*, dont le nom a été tiré de celui du mathématicien-physicien allemand Gauss (1777-1855).

Dans le système M. K. S., l'unité de champ est la densité des lignes de force existant dans une surface de 1 m² traversée par un flux magnétique de 1 Wb. Cette unité est appelée simplement le *weber par mètre carré*.

Nous savons qu'un flux de 1 Wb = 10⁸ Mx,

donc, 1 Wb/m² = 10⁸ Mx/m²,

dans 1 m², il y a 10 000 cm² ou 10⁴ cm²,

donc, 1 m² = 10⁴ cm²,

par conséquent, 1 Wb/m² = 10⁸ Mx par 10⁴ cm².

ce qui nous donnera par centimètre carré : $\frac{10^8}{10^4} = 10^4$ Mx/cm²,

nous aurons donc : 1 Wb/m² = 10⁴ Mx/cm².

Comme 1 Mx/cm² = 1 Gs,

il vient : 1 Wb/m² = 10⁴ Gs, soit 10 000 Gs

et 1 Gs = $\frac{1}{10\,000}$ Wb/m² = $\frac{1}{10^4}$ Wb/m² = 10⁻⁴ Wb/m².

Ces relations entre le weber et le maxwell d'une part et entre le weber par mètre carré et le gauss d'autre part, nous permettront de passer facilement du système C. G. S. au système M. K. S., ou inversement, dans les calculs.

6^o Relation entre le flux magnétique et le champ.

Si, dans une surface donnée, il existe *un champ uniforme* de valeur connue, nous pouvons calculer la valeur du flux total passant dans cette surface, puisque nous savons que le champ est égal au flux passant dans l'unité de surface : autant de fois l'unité de surface sera contenue dans la surface considérée, autant de fois le flux sera plus grand que le champ.

Le flux se désigne par la lettre grecque Φ (phi) et le champ par la lettre en majuscule anglaise $\mathcal{H}$. En désignant la surface par « s » nous aurons :

$$\boxed{\Phi = \mathcal{H} s},$$

dans cette relation, Φ est le flux en maxwells, $\mathcal{H}$ le champ en gauss et s la surface de passage du flux en centimètres carrés.

Nous pourrions également avoir Φ en weber, $\mathcal{H}$ en weber par mètre carré et s en mètre carré si nous employions le système M. K. S.

Cette relation nous permet aussi de calculer la valeur du champ connaissant le flux et la surface qu'il embrasse, à condition que le champ puisse être considéré comme constant, c'est-à-dire uniforme. Divisons les deux membres de l'égalité précédente par s , il vient :

$$\boxed{\mathcal{H} = \frac{\Phi}{s}}$$

avec les mêmes unités que précédemment.

PROBLÈME N° 1

Les spires d'un solénoïde ont un diamètre de 80 mm et le champ uniforme qui y existe est de 25 Gs.

Calculer en weber la valeur du flux embrassé par une spire.

SOLUTION

Le flux embrassé par une spire, qui est aussi le flux passant à l'intérieur du solénoïde, a pour expression : $\Phi = \mathcal{H} s$.

Φ , flux en maxwells; $\mathcal{H}$, champ en gauss et s , surface d'une spire en centimètres carrés.

Nous savons que $1 \text{ Mx} = \frac{1}{10^8} \text{ Wb}$.

Surface d'une spire : $s = \frac{\pi d^2}{4}$

d , diamètre en centimètres = 8 cm;

soit : $\frac{3,14 \times 8 \times 8}{4} = 3,14 \times 2 \times 8 = 50,24 \text{ cm}^2$.

Valeur du flux en maxwells :

$$\Phi = 25 \times 50,24 = 1\,256 \text{ Mx}.$$

Soit en weber :

$$\frac{1\,256}{10^8} = \boxed{0,000\,012\,56 \text{ Wb}}.$$

Réponse. — Le flux embrassé par une spire est de 0,000 012 56 Wb.

PROBLÈME N° 2

Un solénoïde est formé de spires dont la longueur moyenne est de 25 cm. Sachant que le flux uniforme existant à l'intérieur du solénoïde est de 995,2 Mx, calculer en weber par mètre carré la valeur du champ engendré.

SOLUTION

Le champ a pour valeur : $\mathcal{H} = \frac{\Phi}{s}$; $\mathcal{H}$ champ en gauss; Φ , flux en maxwells et s , surface d'une spire en centimètres carrés.

La surface d'une spire est : $s = \frac{\pi d^2}{4}$, mais on nous donne la longueur moyenne de la spire qui a pour expression : $l = \pi d$.

De cette expression nous pouvons tirer $d = \frac{l}{\pi}$ et remplacer d par sa valeur dans l'expression de la surface :

$$s = \frac{\pi}{4} \times \left(\frac{l}{\pi}\right)^2 = \frac{\pi}{4} \times \frac{l^2}{\pi^2}.$$

En simplifiant : $s = \frac{l^2}{4 \pi}$.

Surface d'une spire :

$$s = \frac{25 \times 25}{4 \times 3,14} = \frac{625}{12,56} = 49,76 \text{ cm}^2.$$

Valeur du champ : $\mathcal{H} = \frac{995,2}{49,76} = 20 \text{ Gs.}$

Comme $1 \text{ Gs} = \frac{1}{10^4}$ weber par mètre carré.

La valeur du champ en weber par mètre carré sera :

$$\frac{20}{10^4} = \boxed{0,002 \text{ Wb/m}^2}.$$

Réponse. — La valeur du champ est de $0,002 \text{ Wb/m}^2$.

PROBLÈME N° 3

Un champ uniforme de $0,08 \text{ Wb/m}^2$ existe entre les deux pôles placés face à face d'un électro-aimant. Quel diamètre en millimètres faut-il donner à une spire circulaire de fil pour que, placée perpendiculairement aux lignes de force, elle embrasse un flux de $1\,450 \text{ Mx}$?

SOLUTION

Le diamètre d'une spire circulaire peut être tiré de l'expression de sa surface :

$$s = \frac{\pi d^2}{4} \text{ d'où } d = \sqrt{\frac{4s}{\pi}}.$$

En partant de l'expression du flux embrassé : $\Phi = \mathcal{H} s$, nous pouvons calculer la surface de la spire :

$$s = \frac{\Phi}{\mathcal{H}},$$

dans laquelle s est en centimètre carré; Φ , en maxwells et $\mathcal{H}$, en gauss.

Nous savons que $1 \text{ Wb/m}^2 = 10^4 \text{ Gs}$, le champ donné aura donc pour valeur :

$$\mathcal{H} = 0,08 \times 10^4 = 800 \text{ Gs.}$$

Surface de la spire : $s = \frac{1\,450}{800} = 1,8125 \text{ cm}^2.$

Diamètre de la spire :

$$d = \sqrt{\frac{4 \times 1,8125}{3,14}} = \sqrt{2,3089} = 1,52 \text{ cm}$$

ce qui, exprimé en millimètres, nous donnera :

$$1,52 \times 10 = \boxed{15,2 \text{ mm}}.$$

Réponse. — Le diamètre de la spire devra être de $15,2 \text{ mm}$.

7^o Champ en un point de l'axe d'un solénoïde.

Lorsqu'un solénoïde est parcouru par un courant, il engendre un flux magnétique et lorsque le courant d'alimentation est coupé le flux disparaît, ce qui prouve que c'est le courant qui produit le flux, et que par conséquent, plus le courant est grand, plus le flux est important. Le flux, et par conséquent le champ, sont proportionnels au courant d'alimentation I du solénoïde.

Pour un même courant, le flux et le champ seront d'autant plus grands que le nombre de spires du solénoïde sera grand, car chaque spire produit un flux circulaire et tous ces flux circulaires se composent pour produire le flux total : le flux et le champ sont proportionnels au nombre de spires N du solénoïde.

Lorsque les spires sont écartées, un certain nombre de lignes de force passent entre ces spires et ne sont pas repoussées vers l'intérieur ou vers l'extérieur du solénoïde, tandis que si les spires sont rapprochées, ces lignes de force passent avec les lignes de force rectilignes traversant toute la longueur du solénoïde et s'ajoutent à elles, le flux et le champ sont donc plus grands quand les spires sont serrées que quand elles sont écartées. Pour un nombre déterminé de spires, plus le solénoïde est long, plus les spires sont écartées et plus le flux est faible, par contre, pour le même nombre de spires, plus le solénoïde sera court, plus les spires seront rapprochées et plus le flux sera grand : le flux et le champ seront donc inversement proportionnels à la longueur du solénoïde (fig. 32).



FIG. 32. — Plus les spires sont rapprochées, plus un grand nombre de lignes de force circulaires se composent et plus le flux total est grand. Les lignes de force ne sont représentées que sur les conducteurs supérieurs.

La valeur du champ en un point de l'axe d'un solénoïde, situé assez loin de ses pôles A, B, les lignes de force commençant à s'écarter un peu avant d'atteindre ces derniers, est donnée par la relation :

$$\mathcal{H} = \frac{1,25 \, N \, I}{l}$$

$\mathcal{H}$ étant la valeur du champ *en gauss*, N le nombre de spires du solénoïde, I l'intensité *en ampères* du courant qui le traverse et l sa longueur totale *en centimètres*. Cette relation correspond donc au système C. G. S. (fig. 33).

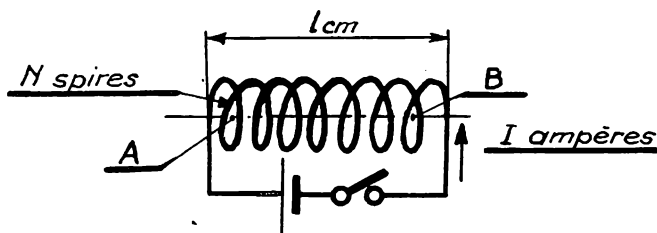


FIG. 33. — Recherche du champ entre les points A et B de l'axe d'un solénoïde.

PROBLÈME N° 4

Un solénoïde est formé de 400 spires jointives de fil isolé dont le diamètre du cuivre est de 1,2 mm et dont l'épaisseur de l'isolant est de 15/100 de millimètre.

Sachant que le courant qui circule dans cette bobine est de 8 A, calculer la valeur du champ produit en gauss.

SOLUTION

Le champ produit par un solénoïde a pour expression :

$$\mathcal{H} = \frac{1,25 \text{ N I}}{l},$$

$\mathcal{H}$, en gauss; N, nombre de spires et I, courant d'alimentation en ampères; l étant la longueur de la bobine en centimètres.

Nous avons N = 400 spires et I = 8 A; il nous manque la longueur l .

Puisque les spires sont jointives, la longueur de la bobine est égale au produit du diamètre total d'un fil, y compris son isolant, par le nombre de fils placés côte à côte, c'est-à-dire le nombre de spires $l = d \text{ N}$.

Le diamètre total d'un fil est égal au diamètre du conducteur plus deux fois l'épaisseur de son isolant, puisque celui-ci l'entoure complètement. Cette épaisseur en millimètres est :

$$\frac{15}{100} = 0,15 \text{ mm.}$$

Diamètre du fil isolé : $d = 1,2 + (2 \times 0,15) = 1,2 + 0,3 = 1,5 \text{ mm.}$

Longueur du solénoïde : $l = 1,5 \times 400 = 600 \text{ mm,}$
soit en centimètres :

$$\frac{600}{10} = 60 \text{ cm.}$$

Valeur du champ produit par le solénoïde :

$$\mathcal{H} = \frac{1,25 \times 400 \times 8}{60} = \frac{400}{6} = \boxed{66,6 \text{ Gs}}.$$

Réponse. — Le champ produit par le solénoïde est de 66,6 Gs.

PROBLÈME N° 5

Quelle est la valeur du courant à faire passer dans un solénoïde devant créer un flux de 7 359,375 Mx, sachant que ses spires, qui sont jointives, ont un diamètre de 10 cm et sont formées d'un conducteur dont le diamètre total, y compris l'isolant, est de 8/10 de millimètre ?

SOLUTION

$$\text{De } \mathcal{H} = \frac{1,25 \text{ N I}}{l}, \text{ on tire : } I = \frac{\mathcal{H} l}{1,25 \text{ N}}$$

dans laquelle I est en ampères; $\mathcal{H}$, le champ en gauss; l , la longueur de la bobine en centimètres, et N , son nombre de spires.

La valeur du champ peut être tirée de $\Phi = \mathcal{H} s$, nous aurons $\mathcal{H} = \frac{\Phi}{s}$, $\mathcal{H}$, le champ en gauss; Φ , le flux en maxwells et s , la surface d'une spire en centimètres carrés : soit

$$s = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{10 \times 10 \times 3,14}{4} = \frac{314}{4} = 78,5 \text{ cm}^2.$$

La valeur du champ sera :

$$\mathcal{H} = \frac{7\,359,375}{78,5} = 93,75 \text{ Gs.}$$

La longueur de la bobine et le nombre de spires sont inconnus, mais comme ces spires sont jointives et que nous connaissons le diamètre total du conducteur qui les forme, 8/10 de millimètre, soit 0,8 mm, nous pouvons trouver le nombre de spires contenues dans une longueur de 1 cm de la bobine, soit 10 mm.

Pour 1 cm nous aurons donc :

$$\frac{10}{0,8} = 12,5 \text{ spires.}$$

En considérant une bobine de 1 cm de longueur comportant 12,5 spires, nous calculerons la valeur du courant nécessaire pour y créer le champ déterminé précédemment :

$$I = \frac{\mathcal{H} l}{1,25 N} = \frac{93,75 \times 1}{1,25 \times 12,5} = \boxed{6 \text{ A}}.$$

Réponse. — La valeur du courant nécessaire sera de 6 A.

PROBLÈME N° 6

Quel nombre de spires doit-on donner à un solénoïde de 200 mm de longueur qui, parcouru par un courant de 15 A, doit créer un champ de 35 Gs?

SOLUTION

Nous partirons de la formule du champ :

$$\mathcal{H} = \frac{1,25 N I}{l},$$

de laquelle nous extrairons le terme N représentant le nombre de spires :

$$N = \frac{\mathcal{H} l}{1,25 I},$$

avec $\mathcal{H}$, en gauss; l , en centimètres et I , en ampères.

La longueur de la bobine devant être 200 mm, nous aurons dans les unités demandées : $l = 20 \text{ cm}$.

Nombre de spires de la bobine :

$$N = \frac{35 \times 20}{1,25 \times 15} = \frac{700}{18,75} = 37,3 \text{ spires.}$$

Soit en arrondissant : $N = 37 \text{ spires.}$

Réponse. — Il faudra employer **37 spires.**

PROBLÈME N° 7

Un solénoïde est bobiné avec du fil dont le diamètre est de 1,5 mm, et comporte 120 spires. Alimenté par un courant de 12 A, il crée un champ de 71,6 Gs. Quel est l'espace existant entre deux spires voisines ?

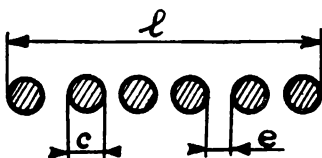
SOLUTION

L'espace entre deux spires est le quotient de la somme E des espaces par leur nombre n :

$$e = \frac{E}{n}.$$

Il y a autant d'espaces que de spires moins une :

$$n = N - 1 \quad \text{soit} \quad n = 120 - 1 = 119 \text{ espaces.}$$



La somme des espaces est la différence entre la longueur totale l de la bobine et la longueur totale C du cuivre : $E = l - C$; cette dernière étant le produit du diamètre c du cuivre par le nombre N de spires de la bobine :

$$C = c N.$$

La longueur de la bobine l est tirée de la formule du champ :

$$\mathcal{H} = \frac{1,25 \ N \ I}{l};$$

il vient :

$$l = \frac{1,25 \ N \ I}{\mathcal{H}}.$$

Longueur totale de la bobine :

$$l = \frac{1,25 \times 120 \times 12}{71,6} = \frac{1\ 800}{71,6} = 25,14 \text{ cm, soit } 251,4 \text{ mm.}$$

Longueur totale du cuivre : $C = 1,5 \times 120 = 180 \text{ mm.}$

Longueur totale des espaces : $E = 251,4 - 180 = 71,4 \text{ mm.}$

Espace entre deux spires voisines :

$$e = \frac{71,4}{119} = \boxed{0,6 \text{ mm}}.$$

Réponse. — L'espace entre deux spires voisines est de **0,6 mm**.

Le terme $N I$, produit du nombre de spires par l'intensité du courant en ampères, est appelé *nombre d'ampèretours*, et ce produit divisé par la longueur en centimètres du solénoïde, $\frac{N I}{l}$, représente le *nombre d'ampèretours spécifiques* du solénoïde.

Il nous suffit donc de multiplier le nombre d'ampèretours spécifiques d'un solénoïde par le coefficient 1,25 pour obtenir en gauss le champ en un point de l'axe de ce solénoïde.

CHAPITRE XIV

L'INDUCTION

LES PHÉNOMÈNES D'INDUCTION

1° Force électromotrice induite dans un conducteur.

Nous avons vu (Vol. I, p. 26) que l'induction est le phénomène de production d'un courant dans un conducteur. Pour qu'un courant induit prenne naissance, il faut que le conducteur induit soit placé entre les pôles d'un aimant, et qu'il sorte de ces pôles soit d'un côté, soit de l'autre, le sens du courant induit dépendant du sens dans lequel on déplace le conducteur.

Lorsqu'on déplace un conducteur placé entre les pôles d'un aimant, il coupe des lignes de force, on dit aussi qu'il coupe du flux.

Pour qu'un courant se produise dans le circuit fermé dont fait partie le conducteur, il faut qu'il y ait production d'une force électromotrice, puisque la force électromotrice fait mouvoir les électrons et constitue la pression électronique qui les pousse (Vol. I, p. 53).

Dans le cas du courant induit, ce courant est produit par une *force électromotrice induite*.

La durée d'un courant induit dans un conducteur est égale à la durée du déplacement de ce conducteur dans le flux.

2° Loi du flux coupé.

La production d'une f. é. m. induite dans un conducteur rectiligne est régie par la *loi dite du flux coupé*, qui est la suivante :

Lorsqu'un conducteur se déplace dans un flux magnétique, de telle sorte qu'une de ses parties coupe du flux, cette partie est le siège d'une f. é. m. induite.

Soit un conducteur A B C D E F (fig. 34), tournant autour d'un axe X Y coïncidant avec ses côtés A B et E F, dans un flux magnétique horizontal Φ . Quel que soit le sens de rotation, les portions A B et E F du conducteur tournent sur elles-mêmes, elles ne coupent pas de flux. Les portions B C et D E ont pour centre de rotation les points B et E, et décrivent des cercles qui sont parallèles au flux, elles se déplacent parallèlement aux lignes de force sans les couper : elles ne sont donc pas induites; la partie C D du conducteur décrit un cercle, mais ne coupe pas toujours du flux dans sa rotation : en 1 et en 3, pendant un court chemin parcouru, elle se déplace parallèlement aux lignes de force, donc en ces points pas de flux coupé; dans le chemin compris entre 1 et 3 et 3 et 1 le conducteur coupe du flux, et là seulement, il est le siège d'une f. é. m. induite. Dans notre système, seule la portion de conducteur C D est induite dans certaines positions, toutes les autres portions ne sont pas induites.

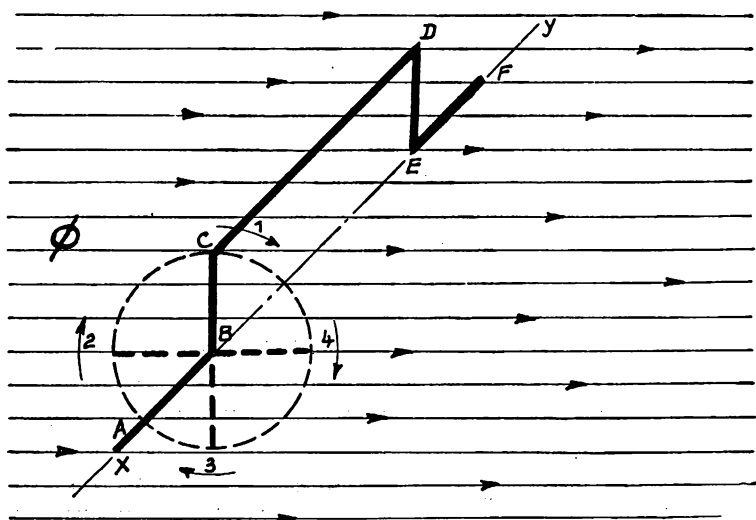


FIG. 34. — Induction dans un conducteur coudé placé dans un flux.

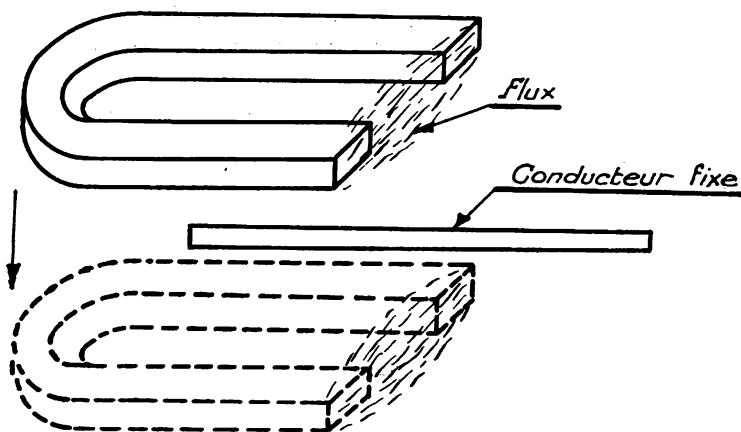


FIG. 35. — Induction dans un conducteur fixe par déplacement d'un aimant.

La loi du flux coupé est applicable chaque fois qu'un conducteur coupe du flux, soit que le flux fixe est traversé par un conducteur mobile, soit que le conducteur fixe est balayé par un flux mobile (fig. 35).

3^e Force électromotrice induite dans une spire.

Plaçons dans un flux magnétique uniforme, une spire ouverte dont les extrémités sont branchées aux bornes d'un galvanomètre (Vol. II, p. 83), de telle sorte que le plan de la spire soit perpendiculaire aux lignes de force. Si nous retirons la spire du flux, le galvanomètre dévie : ceci nous montre que le fait de faire varier le flux magnétique embrassé par une spire crée

un courant induit, et par conséquent une f. é. m. induite, le flux embrassé par la spire étant primitivement Φ , et une fois la spire retirée, ce flux étant nul (fig. 36).

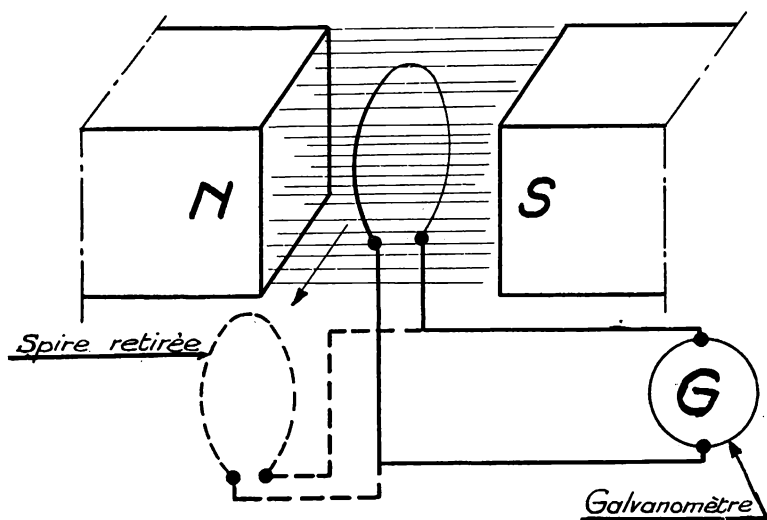


FIG. 36. — Induction dans une spire retirée d'un flux magnétique.

La variation du flux embrassé par une spire peut être obtenue de plusieurs manières :

Par retrait de la spire du flux, comme nous l'avons vu;

Par rotation de la spire dans le flux, le flux embrassé étant nul quand le plan de la spire est parallèle aux lignes de force (fig. 37);

Par suppression du flux, en coupant le courant qui l'engendre, quand il est produit par un électro-aimant (fig. 38).

La durée de la f. é. m. induite est égale à la durée de la variation du flux dans la spire.

4^e Loi du flux embrassé.

La création d'une f. é. m. induite dans une spire par variation de flux est régie par la loi dite du flux embrassé qui s'énonce ainsi :

Lorsque le flux embrassé par une spire varie, la spire est le siège d'une f. é. m. induite.

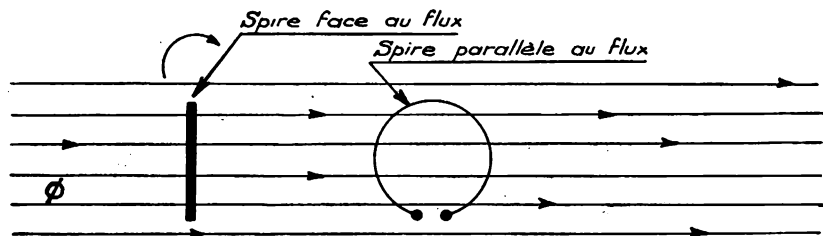


FIG. 37. — Pendant une rotation d'un quart de tour, le flux embrassé passe du maximum Φ à gauche, à une valeur nulle à droite.

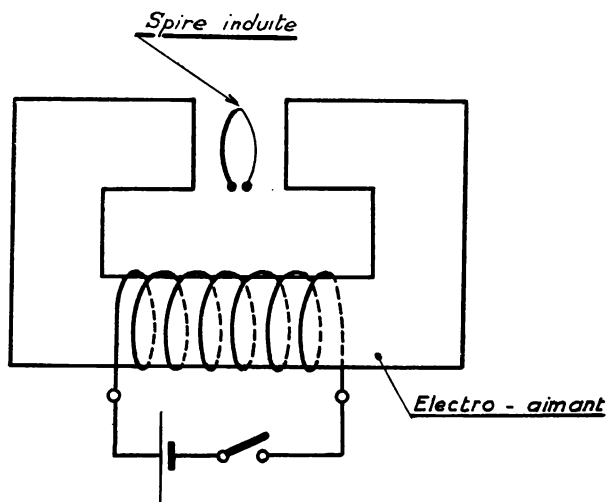


FIG. 38. — Suppression d'un flux par coupure du courant d'alimentation de l'électro-aimant.

Cette loi donne des résultats identiques à la loi du flux coupé et lorsqu'on étudie un phénomène d'induction, on choisit parmi ces deux lois celle qui s'applique le plus facilement au phénomène considéré.

Du reste, nous pouvons essayer de voir ce qui se passe dans le cas d'une variation de flux embrassé par une spire :

Premier cas. — Retrait de la spire : Tant que la spire se déplace dans la partie uniforme du flux, les parties marquées en traits forts coupent du flux (fig. 39), mais ces deux parties coupent le flux dans le même sens et les f. é. m. induites ont également même sens, elles poussent les électrons vers le haut par exemple, et si nous suivons la spire de l'une de ses bornes à l'autre, nous rencontrons les deux f. é. m. en sens opposés, et par conséquent elles s'annulent : *il n'y a pas d'induction*, il ne peut en être autrement, puisque la spire se déplaçant dans un flux uniforme, il n'y a pas variation du flux embrassé.

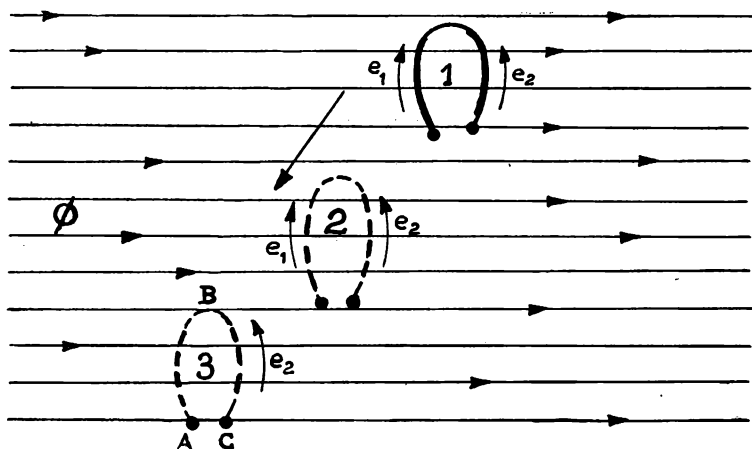


FIG. 39. — De 1 à 2 la spire traverse un flux uniforme, pas d'induction, le flux embrassé étant toujours le même, il n'y a pas de variation. En 3 l'une des parties ne coupe plus de flux, mais l'autre en coupe encore et produit une seule f. é. m. induite, donc il y a alors induction entre B et C et non entre A et B.

Au contraire, lorsque la spire commence à quitter le flux uniforme, la partie A B de cette spire située en avant, par rapport à son mouvement de déplacement, coupera toujours un flux plus petit que la partie B C située en arrière, et la f. é. m. engendrée dans cette dernière partie sera plus grande, deviendra par conséquent prépondérante, et y restera tant que la spire ne sera pas complètement soustraite à l'action du flux.

Deuxième cas. — Rotation de la spire : Considérons une spire A B C (fig. 40) tournant autour de son axe X Y et regardons cette spire au-dessus suivant la flèche D. La partie A B de la spire coupe le flux de l'avant vers l'arrière : supposons que les électrons soient poussés par la f. é. m. induite de bas en haut; la partie B C de la spire coupe le flux en sens inverse, de l'arrière vers l'avant : elle sera donc induite par une f. é. m. dirigée de haut en bas. En suivant la spire de la borne A à la borne C, nous rencontrons deux f. é. m. qui sont de même sens et qui s'ajoutent : il y a donc induction lors de la rotation de la spire dans le flux.

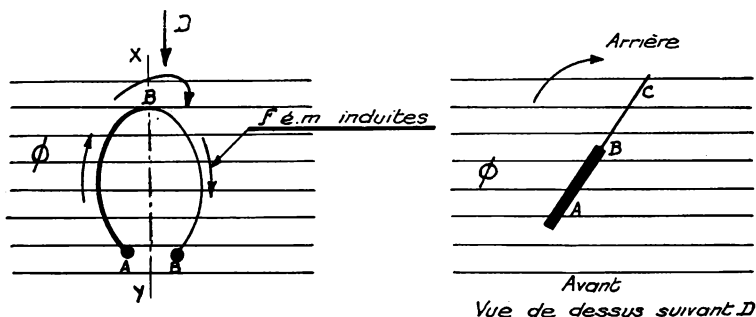


FIG. 40. — Rotation d'une spire dans un flux :
Les f. é. m. induites dans le conducteur sont de même sens : de A vers B et de B vers C.

Troisième cas. — Suppression du flux embrassé : Lorsqu'une spire embrasse un certain flux, il passe à l'intérieur de cette spire un certain nombre de lignes de force. D'après ce que nous avons vu (p. 11), on peut admettre que les lignes de force dans l'air, qui sont décelées par la limaille de fer, sont des molécules d'air orientées et, en raisonnant sur cette supposition, voyons ce qui se passe dans une spire.

Soit une spire (fig. 41) dont les deux axes perpendiculaires sont X X' et Y Y' se coupant au point O. Représentons les molécules d'air orientées situées sur ces axes, ces molécules étant les plus intéressantes, car elles sont les plus proches de la spire et leur action sur celle-ci sera prépondérante. Si nous supprimons la cause du flux, les molécules vont se désorienter, mais cette désorientation ne pourra se faire dans n'importe quel sens : en effet, les molécules voisines du point O seront les mieux maintenues dans leur

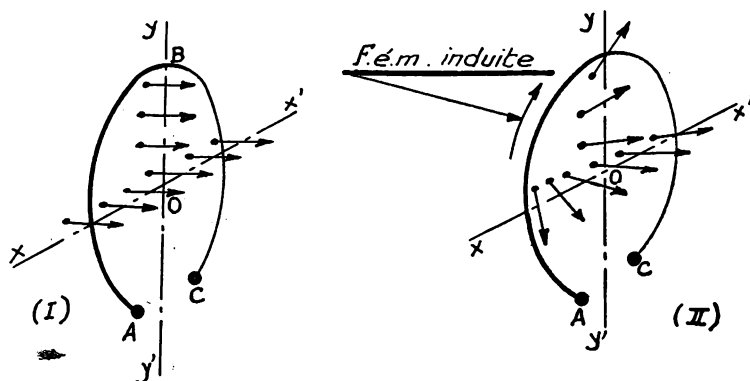


FIG. 41. — En (1) les molécules sont orientées. En (2) les molécules se désorientent en balayant le conducteur dans le même sens, celui-ci coupe alors les flux émanés des pôles Nord des molécules, ces flux se déplaçant tous de l'intérieur de la spire vers l'extérieur, d'où création d'une f. é. m. induite de A vers C.

orientation, et la désorientation commencera forcément par les molécules voisines du conducteur formant la spire.

Le sens dans lequel tourneront ces dernières pour se désorienter ne pourra être quelconque, car il ne faut pas oublier que deux pôles de même nom se repoussent, et dans le cas du dessin, les pôles Nord s'écarteront et le pôle Sud de la molécule tournant la première sera attirée par le pôle Nord de la molécule encore fixe, ce qui activera la désorientation. Par conséquent, les pôles Nord des molécules tournantes balaieront le conducteur formant la spire, *de l'intérieur de celle-ci vers l'extérieur*. Le flux mobile sera coupé toujours dans le même sens sur toute la longueur du conducteur et celui-ci sera le siège d'une f. é. m. induite qui durera tant que les molécules ne seront pas complètement désorientées.

5° Comparaison entre les lois du flux coupé et du flux embrassé.

Nous voyons d'après ce qui précède que la loi du flux embrassé par une spire peut être expliquée par la loi du flux coupé par un conducteur. Pour raisonner un cas d'induction quelconque, on peut utiliser indifféremment l'une ou l'autre de ces lois, car elles conduisent à des résultats identiques : on emploiera celle qui s'appliquera le plus facilement au cas étudié.

Lorsqu'il s'agit de conducteur se déplaçant dans un flux ou de flux balayant un conducteur, la loi du flux coupé s'applique simplement, et lorsqu'on a affaire à une spire, ou à un certain nombre de spires embrassant un flux variable, quelle que soit la cause de la variabilité de ce flux, la loi du flux embrassé sera choisie.

MÉCANISME DE L'INDUCTION

6° Les courants de conduction.

Nous savons que le courant électrique est un déplacement d'électrons qui se dirigent tous dans le même sens, et que ces électrons sont guidés dans le chemin qu'ils doivent parcourir (circuit électrique) par des conducteurs. Les électrons sont donc *conduits*, ils sont *mobiles* (courant) *dans un conducteur fixe*. Le courant obtenu dans ce cas est appelé *courant de conduction* : c'est le cas le plus général du courant électrique.

Nous connaissons les propriétés magnétiques des courants de conduction, à savoir :

A) Lorsqu'un courant de conduction circule dans un conducteur rectiligne, il crée autour de celui-ci un flux magnétique tournant (p. 19).

B) Lorsqu'un courant de conduction circule dans le conducteur constituant un solénoïde, il crée à l'intérieur du solénoïde un flux magnétique rectiligne (p. 21).

Le terme de courant de conduction sera applicable chaque fois que le courant électrique sera déterminé par le déplacement d'*électrons mobiles dans un conducteur fixe*.

7° Les courants de convection.

Le déplacement des électrons constituant le courant électrique n'est pas obligatoirement un courant de conduction. Puisqu'il s'agit simplement de déplacer des électrons dans le même sens pour créer un courant électrique, on peut envisager le cas où l'on *transporte des électrons fixes dans un conducteur mobile*.

Supposons (fig. 42) un condensateur chargé dont les armatures ne sont pas solidaires;

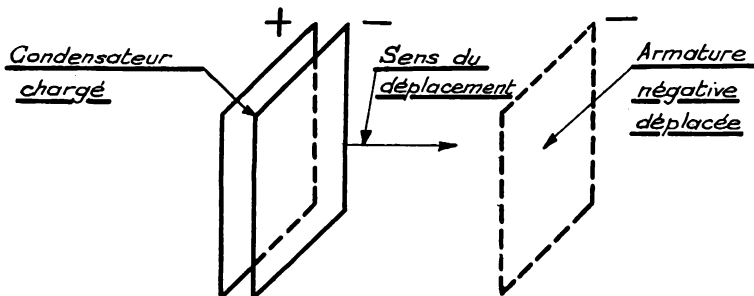


FIG. 42. — Le déplacement de l'armature négative d'un condensateur chargé constitue un courant de convection dirigé dans le sens du déplacement de l'armature.

si nous prenons l'armature négative, c'est-à-dire celle qui possède des électrons en supplément, et que nous la déplaçons dans l'espace, nous déplacerons en même temps les électrons qu'elle contient, et ces électrons iront tous dans le même sens, qui est celui du déplacement de l'armature : nous aurons donc créé un courant électrique désigné par le terme de *courant de convection*.

Pour étudier les propriétés des courants de convection, on utilise la roue de Rowland (fig. 43). C'est une roue en matière isolante pouvant tourner autour de son axe et portant à sa périphérie des sphères conductrices équidistantes.

On charge toutes les sphères négativement par contact avec un corps possédant une

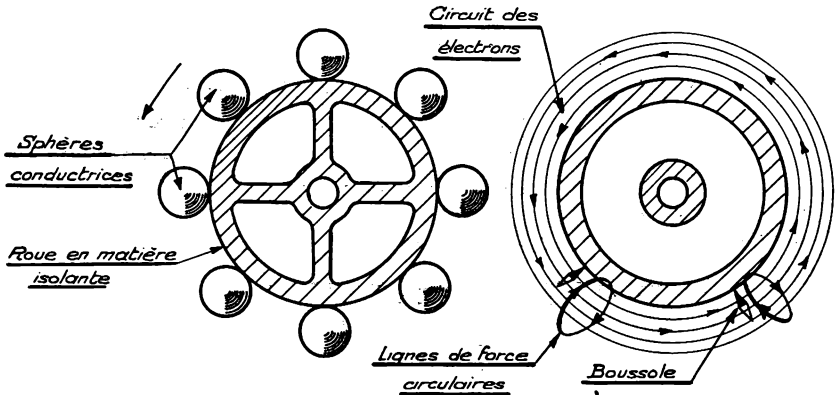


FIG. 43. — Roue de Rowland pour l'étude des courants de convection.

forte charge négative et on fait tourner la roue : les sphères entraînent les électrons qu'on a déposés sur elles, ce qui engendre un courant de convection. En approchant une boussole du chemin parcouru par les sphères, l'aiguille aimantée se place perpendiculairement au déplacement de celles-ci, et on remarque que la position des pôles indiqués par la boussole dépend du sens de rotation de la roue. Plus la roue tourne vite, plus le nombre d'électrons passant en un point quelconque du circuit, en une seconde, est grand, et plus l'intensité du courant de convection est grande. On s'aperçoit que les actions magnétiques du courant de convection augmentent avec l'intensité de ce courant.

L'étude des courants de convection nous montre que ceux-ci ont les mêmes actions magnétiques que les courants de conduction, et que le chemin parcouru par les sphères et par les électrons est entouré de flux magnétique dont les lignes de force sont circulaires et placées dans un plan perpendiculaire au déplacement des électrons : un courant de conduction et un courant de convection de même intensité ont des actions magnétiques égales.

8° Mécanisme de l'induction.

Supposons un conducteur AB placé dans un flux magnétique $\mathcal{H}$ (fig. 44) et se déplaçant vers la gauche pour atteindre $A'B'$.

Qu'avons-nous fait en déplaçant ce conducteur? Nous avons déplacé dans le même sens toutes ses molécules, et par conséquent tous ses atomes et tous ses électrons : nous avons donc créé un courant de convection de la droite vers la gauche.

Chaque électron participant à ce courant va engendrer des flux circulaires tournant dans un plan perpendiculaire à son déplacement, et par conséquent parallèle aux lignes de force du flux $\mathcal{H}$.

Considérons l'un des électrons e pendant son parcours vers e' , au moment où il se trouve en e'' et cherchons le sens du flux circulaire qu'il produit. En plaçant un tire-bouchon dans le prolongement du déplacement de cet électron, et en se rappelant que le tire-bouchon doit progresser dans le *sens conventionnel*, c'est-à-dire en sens inverse de l'électron, nous voyons que le flux circulaire tourne en sens inverse du mouvement des aiguilles d'une montre en regardant la figure de la partie située à droite; la partie avant de ce flux est représentée en trait plein.

Que va-t-il se passer entre les lignes de force de ce flux circulaire et les lignes de force du flux rectiligne vertical $\mathcal{H}$?

Représentons (fig. 45) notre électron e'' entouré d'une ligne de force circulaire que son déplacement produit et des lignes de force rectilignes constituant le flux $\mathcal{H}$, en le considérant vu de la droite comme précédemment. Nous voyons que la ligne de force passant par l'axe du flux circulaire a le même sens que la partie gauche de ce flux, mais est de sens inverse à la partie droite, d'où attraction de la partie gauche du flux circulaire et répulsion de sa partie droite, ce qui entraîne l'électron e de A vers B , car cet électron

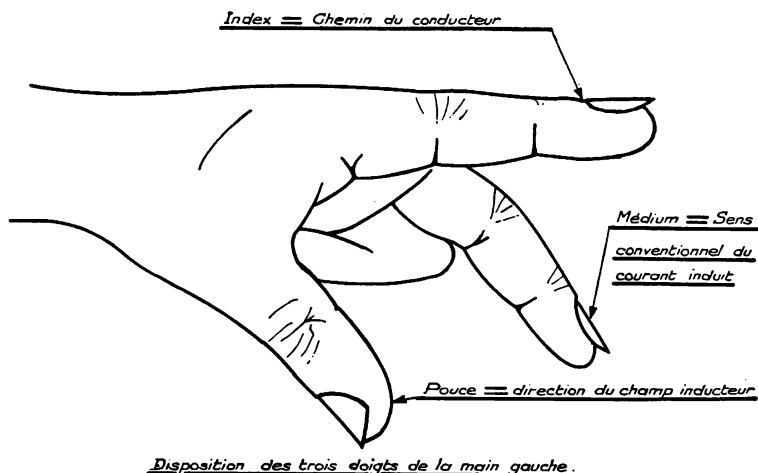


Fig. 46. — Disposition des trois doigts de la main gauche.

sorte qu'ils fassent tous entre eux un angle de 90° (fig. 46) et se trouvent ainsi placés sur les trois arêtes d'un cube (fig. 47).

On oriente le pouce dans la direction du champ magnétique et l'index dans la direction du chemin parcouru par le conducteur : le médium indique la direction du courant, c'est-à-dire *son sens conventionnel*. Il ne faut pas oublier que toutes ces lois et règles anciennes sont basées sur le *sens conventionnel* du courant, c'est-à-dire du plus au moins à l'extérieur d'un générateur.

Pour se souvenir de ce que représentent les doigts, il suffit de se rappeler que les mots « champ », « chemin » et « courant » placés dans l'ordre alphabétique correspondent au pouce, à l'index et au médium placés dans leur ordre logique. Il est souvent peu facile de placer les doigts dans les directions voulues, mais malgré tout cette règle est assez intéressante.

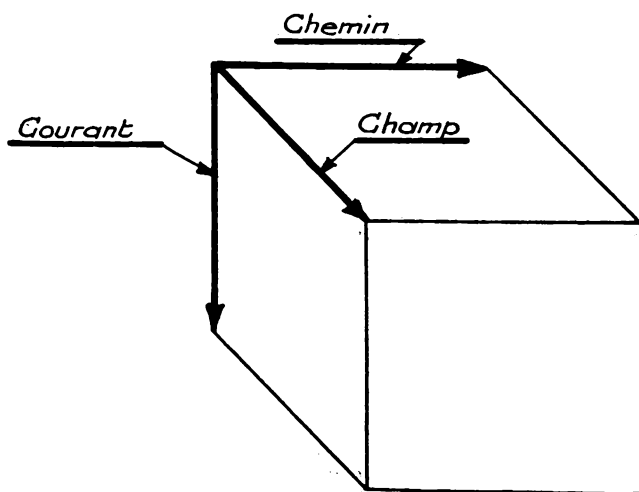
Il est remarquable que le sens du courant induit est en même temps *perpendiculaire à la direction des lignes de force et à la direction du conducteur déplacé*. Cette remarque est absolument générale et s'applique à tout courant induit.

En appliquant la règle des trois doigts au cas d'induction envisagé précédemment (§ 8) (fig. 44), le pouce sera dirigé vers le bas, l'index vers la gauche et le médium se trouvera dirigé vers l'avant de la figure : le *sens conventionnel* du courant induit sera donc de l'arrière vers l'avant, c'est-à-dire de B vers A, sens inverse du sens électronique réel que nous avons trouvé dans notre démonstration, ce qui confirme bien le résultat obtenu dans la recherche du sens du courant induit.

10° Utilisation des phénomènes d'induction.

Nous venons de voir que pour créer un courant induit, c'est-à-dire une force électromotrice susceptible de pousser les électrons, il suffit de déplacer un conducteur dans un champ magnétique de telle sorte qu'il coupe du flux. Nous avons donc là un moyen commode de produire de l'énergie électrique en partant de l'énergie mécanique.

Les dynamos et les alternateurs (Vol. I, pp. 27 et 29) sont basés sur les phénomènes d'induction et l'on peut dire que la totalité de l'énergie électrique est fournie par ces appareils, qui sont robustes et nécessitent



Positions exactes du champ, du chemin et du courant.

FIG. 47. — Positions exactes du champ, du chemin et du courant.

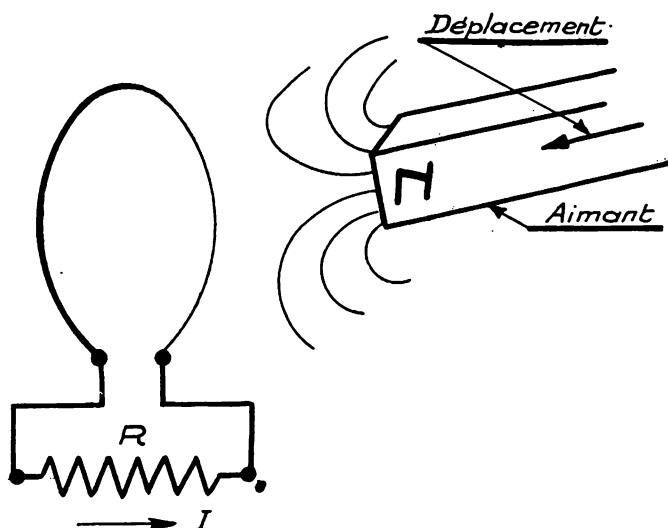


FIG. 48. — Courant induit par l'approche d'un aimant d'une spire.

un entretien peu onéreux, alors que les piles et les accumulateurs sont destinés à des emplois spéciaux; du reste, pour ces derniers, on utilise en général des machines basées sur les phénomènes d'induction pour les recharger. Au point de vue entretien, les accumulateurs nécessitent des recharges fréquentes, des additions d'eau distillée et des nettoyages assez longs; les piles s'usent, leurs électrodes négatives, en zinc, se combinent

avec l'électrolyte et disparaissent, le dépolarisant s'appauvrit, ce qui nécessite le remplacement total de la pile. Les dynamos et les alternateurs sont donc les appareils qui permettent la production d'énergie électrique au plus bas prix de revient.

SENS DES COURANTS INDUITS

11^e Loi de Lenz.

Prenons une spire branchée aux bornes d'une résistance et un aimant dont le pôle Nord est tenu par un opérateur à une certaine distance du plan par lequel passe la spire (fig. 48). Il est évident que dans cette position la spire n'embrasse aucun flux.

Si l'opérateur approche l'aimant de telle sorte que le pôle Nord soit très près de la spire, celle-ci embrassera un certain flux, et le flux embrassé par la spire sera passé de 0 à Φ (en général, on désigne par la lettre grecque Φ le flux); et la spire aura subi une variation de flux et sera par conséquent le siège d'une f. é. m. induite.

La f. é. m. induite va créer un courant dans la résistance et ce courant en y passant va dissiper une certaine quantité de chaleur et mettre en jeu une certaine énergie. D'où vient cette énergie?

Nous savons que d'après le principe de la conservation de l'énergie, celle-ci ne peut pas être créée, mais ne peut être que transformée, ce qui revient à dire que cette énergie doit prendre sa source à l'extérieur. Dans le cas présent, la source d'énergie est l'opérateur qui déplace l'aimant et c'est l'énergie mise en jeu par ses muscles qui est transformée dans la spire en énergie électrique, puis dans la résistance en énergie thermique.

L'énergie dissipée sous forme de chaleur dans la résistance est $W = R I^2 t$ (Vol. I, p. 84), en désignant par R la valeur de la résistance, par I l'intensité du courant et par t le temps pendant lequel il a circulé.

Le système très simple composé d'un opérateur approchant un aimant d'une spire faisant partie d'un circuit fermé constitue une machine, puisqu'il y a transformation d'énergie mécanique en énergie thermique. Dans toute machine (Vol. I, p. 82), il y a toujours une certaine quantité d'énergie perdue lors de la transformation et l'énergie absorbée par la machine est toujours plus grande que l'énergie qu'elle fournit. Ceci nous permet d'affirmer que l'énergie mise en jeu par l'opérateur pour approcher l'aimant est encore plus grande que l'énergie dissipée sous forme de chaleur dans la résistance connectée à la spire.

Pour que l'opérateur mette en jeu une certaine énergie, il faut qu'il exerce une certaine force et que par conséquent il y ait une certaine résistance à vaincre pour approcher l'aimant de la spire.

Dans l'air, loin de la spire, la résistance offerte au déplacement de l'aimant est seulement la résistance due aux frottements de l'air sur celui-ci, cette résistance est du reste très faible, mais à l'approche de la spire cette résistance augmente : pourquoi? Nous savons que la variation de flux embrassé crée un courant induit qui circule dans la spire et qui de ce fait engendre un certain flux; et nous savons aussi que lorsque deux flux sont de même sens, ils s'attirent et lorsqu'ils sont de sens inverses, ils se repoussent. Nous pouvons déduire de cela que, pour qu'il existe une résistance à l'approche de l'aimant, la spire doit produire un flux de sens opposé au flux émis par le pôle d'aimant qui lui est présenté.

Ce raisonnement nous conduit à la loi de Lenz qui permet de déterminer

le sens du courant induit en fonction du sens de la variation du flux; cette loi s'énonce ainsi :

LOI DE LENZ. — Le sens du courant induit est toujours tel qu'il s'oppose à la cause qui l'a produit.

Il faut qu'il en soit ainsi pour que l'énergie initiale soit fournie par l'opérateur, sinon l'énergie dissipée sous forme de chaleur dans la résistance ne viendrait de nulle part et serait alors *créée*, ce qui serait contraire à ce que nous avons vu (Chap. IV, § 90).

12° Sens du courant induit dans une spire.

Prenons une spire (fig. 49) dont la partie avant est représentée en trait fort et plaçons le pôle Nord d'un aimant face au plan de cette spire, puis supposons qu'on approche l'aimant de celle-ci. Représentons par une flèche D la direction du déplacement de l'aimant et par une flèche A le sens des lignes de force émanées du pôle Nord.

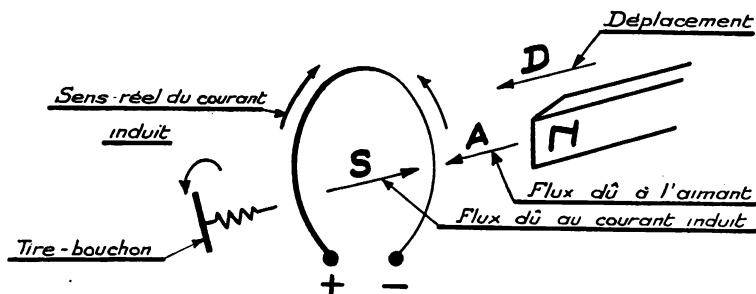


FIG. 49. — Sens du courant induit quand on approche un pôle Nord d'une spire.

Le flux produit par le courant induit dans la spire doit être de sens contraire pour s'opposer à l'approche de l'aimant; représentons ce flux par une flèche S dirigée en sens inverse de A : il ne nous reste plus qu'à déterminer le sens du courant par la règle du tire-bouchon qui, placé dans le prolongement de S, doit progresser vers la droite et pour cela tourner dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre en le regardant de la partie gauche de la figure. Le sens *conventionnel* du courant sera donc de l'arrière de la spire vers l'avant (flèche fine) et le sens réel sera le sens inverse indiqué par la flèche en trait fort.

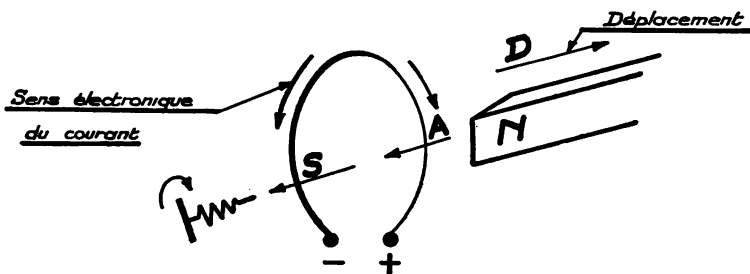


FIG. 50. — Sens du courant induit par le retrait d'un pôle Nord.

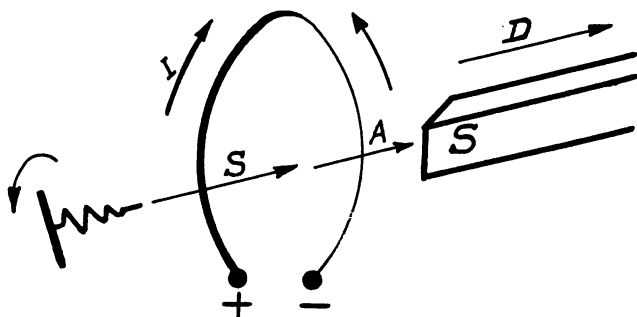


FIG. 51. — Sens du courant induit par le retrait d'un pôle Sud.

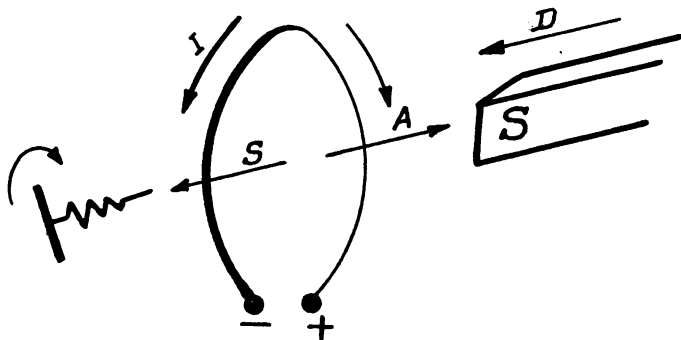


FIG. 52. — Sens du courant induit par l'approche d'un pôle Sud.

En considérant que la spire *est un générateur* puisqu'elle engendre une f. é. m. induite, nous pouvons repérer les bornes de celle-ci en nous rappelant qu'à l'intérieur d'un générateur les électrons vont du plus au moins.

Nous pouvons également envisager le cas où le pôle Nord de l'aimant est *retiré* de la spire : le flux embrassé par la spire, qui avait primitivement pour valeur Φ , devient nul; il y a donc diminution du flux embrassé. Reprenons la même représentation que précédemment (fig. 50). Pour que le courant induit s'oppose à la diminution du flux, c'est-à-dire au retrait de l'aimant, il faut qu'il engendre un flux *de même sens* que le flux émané du pôle Nord de l'aimant, puisque deux flux de même sens s'attirent. La règle du tire-bouchon nous indique que le sens du courant induit par le retrait de l'aimant est inverse au sens du courant induit par l'approche de l'aimant (cas précédent).

Ceci nous montre que le courant induit dans une spire change de sens suivant que le flux qu'elle embrasse augmente ou diminue.

Si, au lieu d'un pôle Nord, nous approchons de la spire un pôle Sud (fig. 52), un raisonnement analogue nous indique que le courant induit est encore de sens inverse, le flux qu'il produit devant être de sens opposé à celui qui est émané du pôle Sud de l'aimant.

Le retrait du pôle Sud de la spire (fig. 51) entraîne encore le changement de sens du courant induit.

D'une façon générale, le sens du courant induit dans une spire dépend donc du sens du flux embrassé et du sens de la variation de ce flux (augmentation ou diminution).

13^e Sens du courant induit dans un fil rectiligne.

La loi de Lenz est aussi applicable à la recherche du sens du courant induit dans un fil rectiligne qui coupe du flux, mais le raisonnement est un peu plus compliqué.

Soit un fil horizontal A B (fig. 53) se déplaçant vers la droite suivant la flèche D, en coupant un flux vertical Φ dirigé vers le haut. Si le conducteur

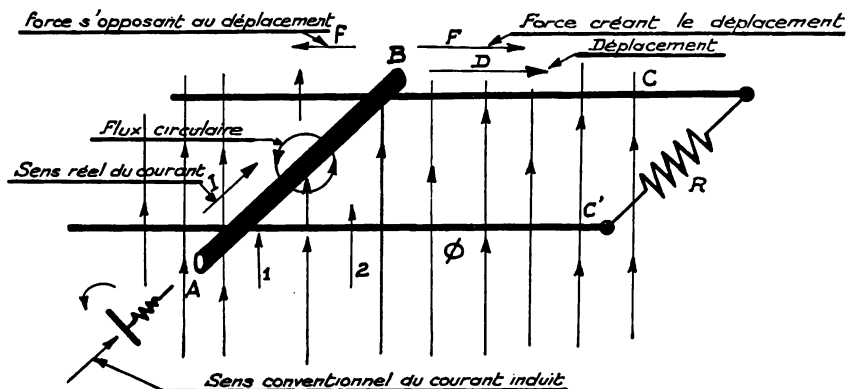


FIG. 53. — Détermination du sens du courant induit dans un conducteur.

est placé sur deux autres conducteurs C et C' fixes réunis par une résistance R, son circuit sera fermé et son déplacement dans le flux vertical Φ engendrera un courant induit I dont nous nous proposons de rechercher le sens.

Ce sens doit être tel que le courant s'oppose à la cause qui l'a produit (loi de Lenz).

La cause produisant le courant induit est le déplacement du conducteur A B, et comme pour déplacer ce conducteur dans le sens D il faut lui appliquer une force F dirigée également suivant D, cette force F est donc la cause initiale du courant induit I.

Pour s'opposer à cette force F, il faut que le courant induit I engendre une autre force f de sens inverse à F; cette force f ne peut être due qu'aux réactions des flux circulaires créés par le courant induit I sur le flux vertical Φ .

Représentons l'un des flux circulaires et cherchons son sens de rotation : pour créer une force dirigée vers la gauche suivant f, il faut que ce flux circulaire soit poussé vers la gauche. Si nous considérons la ligne de force verticale passant au centre du flux circulaire, pour qu'il soit poussé vers la gauche, il faut que la ligne de force verticale soit de même sens que la partie droite du flux circulaire (attraction vers la gauche), et de sens contraire à la partie gauche du flux circulaire (répulsion vers la gauche), ce qui nous permet de placer les flèches directives sur le flux circulaire.

Maintenant que nous connaissons le sens de rotation du flux circulaire, un tire-bouchon placé dans le prolongement du conducteur A B et tournant dans le sens du flux, sens inverse du mouvement des aiguilles d'une montre, progressera vers l'avant de la figure, de B vers A et ce sens sera le sens *conventionnel* du courant induit. Le sens réel sera le sens inverse et les électrons se dirigeront de A vers B.

Si nous déplaçons le conducteur A B vers la gauche au lieu de le

déplacer vers la droite, la force f s'opposant à son mouvement serait dirigée vers la droite et pour cela le flux circulaire devrait tourner en sens inverse du sens obtenu précédemment; le tire-bouchon tournerait également en sens inverse et le sens du courant induit sera inversé : les électrons iront de B vers A (fig. 54).

Si le champ magnétique est dirigé vers le bas et que le conducteur soit déplacé vers la droite, la force f sera dirigée vers la gauche et pour que cela soit, le flux circulaire tournera dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre, le tire-bouchon se vissera et progressera vers l'arrière de la figure (fig. 56) et les électrons se dirigeront en sens inverse du tire-bouchon, c'est-à-dire de B vers A.

D'après ce que nous avons vu précédemment, si dans le cas du flux dirigé de haut en bas, le conducteur est déplacé vers la gauche, la force antagoniste f sera orientée vers la droite, le flux sera de ce fait inversé et

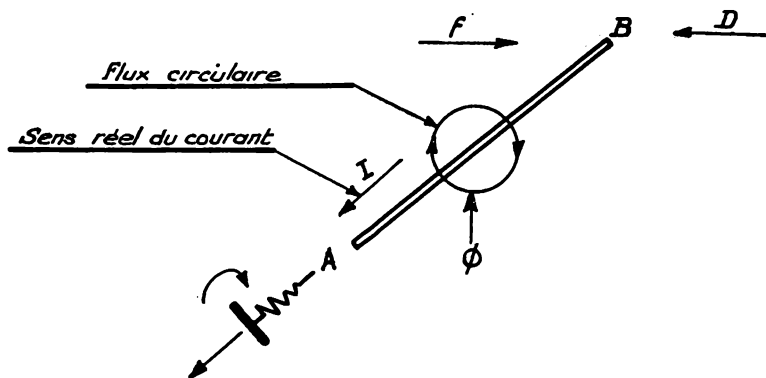


FIG. 54. — Sens du courant induit pour un déplacement D vers la gauche et un flux dirigé vers le haut.

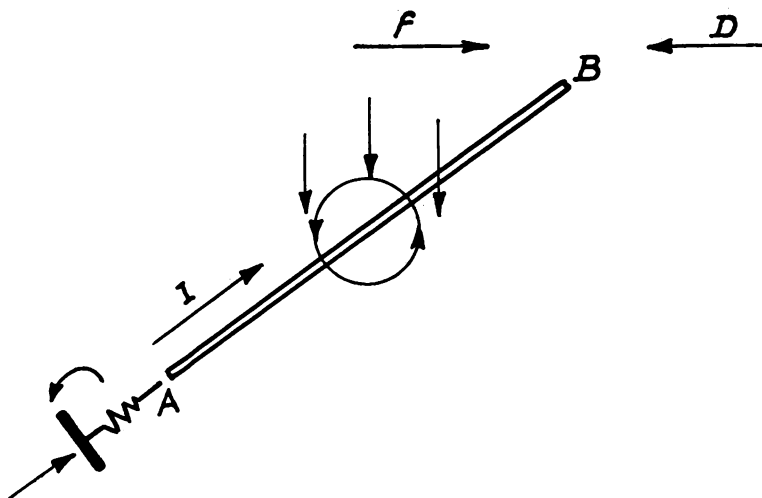


FIG. 55. — Sens du courant dans un conducteur se déplaçant vers la droite, le flux étant dirigé vers le bas.

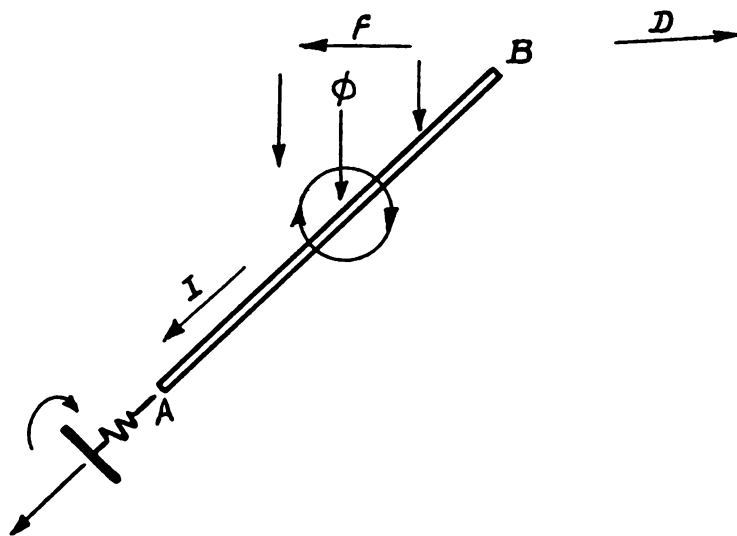


FIG. 56. — Sens du courant induit pour un déplacement D vers la gauche et un flux dirigé vers le bas.

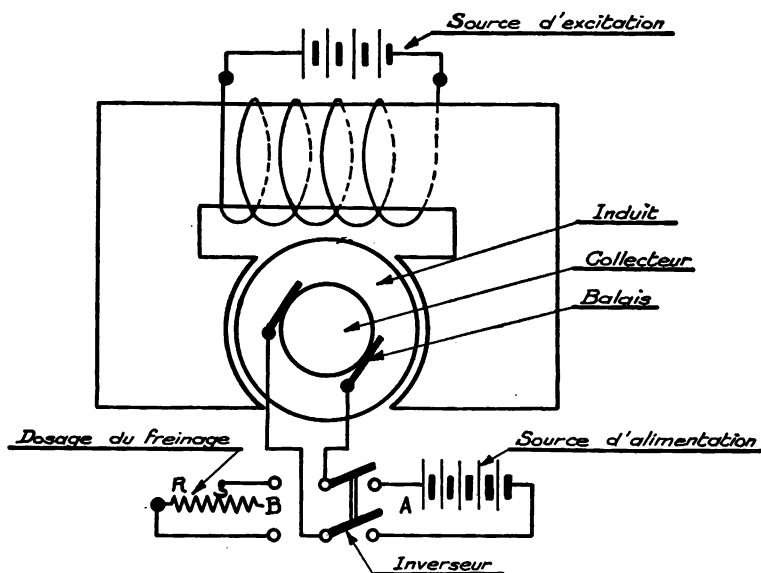


FIG. 57. — Freinage électromagnétique.

tournera dans le sens inverse du mouvement des aiguilles d'une montre et les électrons seront poussés de A vers B (fig. 55).

Nous voyons par conséquent que le sens du courant induit dans un conducteur rectiligne dépend du sens du déplacement de ce conducteur par rapport au flux, et de la direction des lignes de force constituant ce flux.

Pour inverser le sens du courant induit, il nous suffira donc d'inverser soit le sens de déplacement du conducteur, soit le sens du flux magnétique. Si nous inversons à la fois le sens du déplacement et le sens du flux, le résultat serait nul, le courant induit conserverait le même sens.

14° Freinage électromagnétique.

Nous avons vu (Vol. I, p. 25) comment était constitué un moteur électrique : un puissant électro-aimant appelé inducteur, alimenté par le courant continu dit d'excitation, engendre un flux magnétique important dans lequel tourne l'induit du moteur. Cet induit porte des conducteurs disposés parallèlement à son axe de rotation, qui sont parcourus par le courant d'alimentation; le sens de ce courant est inversé, chaque fois que l'induit fait un demi-tour, grâce au collecteur (Vol. I, p. 28).

L'excitation est branchée sur une première source à courant continu, et les charbons frottant sur le collecteur sont branchés sur une seconde source également à courant continu.

En plaçant un inverseur bipolaire dans le circuit d'alimentation du collecteur (fig. 57) pour permettre soit l'alimentation de celui-ci, soit sa mise en court-circuit, nous aurons un système permettant de freiner très énergiquement le moteur lors de la coupure de son circuit d'alimentation.

Voyons un peu comment ce freinage se produit. Quand l'inverseur est en A, le circuit d'excitation étant fermé, le moteur tourne normalement, car les conducteurs de l'induit sont le siège d'une force électromagnétique (Vol. I, p. 23). Si à ce moment nous ouvrons l'inverseur, le courant dans les conducteurs de l'induit cesse et la force électromagnétique disparaît : le moteur continue à tourner en ralentissant petit à petit, car l'induit est une partie très lourde qui étant lancée possède une certaine énergie cinétique (Vol. I, p. 69); cette énergie cinétique se dissipe peu à peu sous forme de chaleur produite par le frottement de l'induit sur l'air et sur les parties fixes sur lesquelles il tourne. Le moteur s'arrêtera au bout d'un certain temps, quand l'énergie cinétique contenue dans l'induit sera complètement dissipée. Si, immédiatement après l'ouverture de l'inverseur en A, nous le refermons en B, nous mettons les conducteurs de l'induit en court-circuit; or, ces conducteurs se déplacent dans un flux magnétique, puisque l'induit tourne; ils sont par conséquent le siège d'une force électromotrice induite, et comme leur circuit est fermé par l'inverseur en B, un courant induit prendra naissance. Nous savons que, d'après la loi de Lenz, ce courant s'oppose à la cause qui l'a produit : cette cause étant la rotation de l'induit, celui-ci sera freiné. Si le court-circuit de l'induit est réalisé avec des conducteurs de forte section, donc peu résistants, le courant induit est très intense et le freinage, dû à l'attraction du flux créé par ce courant sur le flux engendré par l'excitation, sera très violent; à

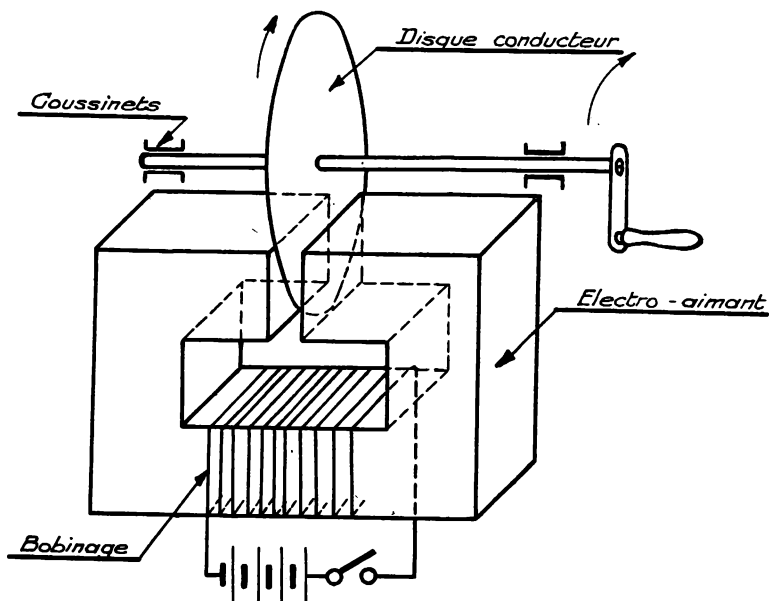


FIG. 58. — Freinage d'un disque tournant entre les pôles d'un électro-aimant alimenté.

tel point que dès la fermeture du court-circuit, l'essai montre que l'induit ne fait *même pas un tour de plus*. L'énergie cinétique que possédait l'induit est alors immédiatement dissipée sous forme de chaleur dans les conducteurs de l'induit et dans le conducteur de fermeture de son circuit. Un tel freinage entraînerait une détérioration rapide du moteur et ne pourrait de ce fait être utilisé.

Étant donné que ce freinage est dû à l'attraction du flux d'excitation et du flux engendré par le courant induit dans les conducteurs tournants, et qu'il est d'autant plus violent que le courant induit est plus intense, il est facile de le doser, en réglant la valeur du courant induit par le jeu d'un simple rhéostat R en série avec le conducteur du court-circuit de l'induit. En augmentant la résistance du rhéostat, on diminue la valeur du courant induit et le freinage est alors plus doux.

Le freinage électromagnétique est souvent employé car il est très efficace et il évite l'usure des pièces frottantes et l'échauffement qui en résulte lorsqu'on emploie des freins mécaniques; dans le cas de grues électriques par exemple, lorsque la benne descend, il est nécessaire de la freiner, car la pesanteur lui communiquerait une grande vitesse et il s'ensuivrait un choc important quand la benne arriverait à la fin de sa course : le moteur électrique d'entraînement est alors coupé de sa source d'alimentation et son induit est mis en court-circuit par l'intermédiaire d'une résistance variable permettant de régler la puissance de freinage.

15° Courants de Foucault.

Prenons un puissant électro-aimant ayant un entrefer assez petit, 5 à 6 mm par exemple (fig. 58) et plaçons entre ses pôles un disque de métal *magnétique ou non magnétique* (fer, cuivre ou aluminium, peu importe), solidaire d'un axe pouvant tourner entre des coussinets et terminé par

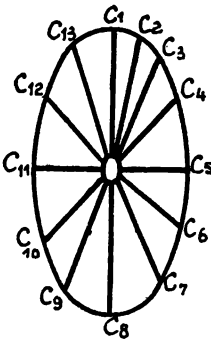


FIG. 59. — Un disque plein peut être considéré comme formé d'une infinité de conducteurs élémentaires C_1 - C_2 - C_3 .

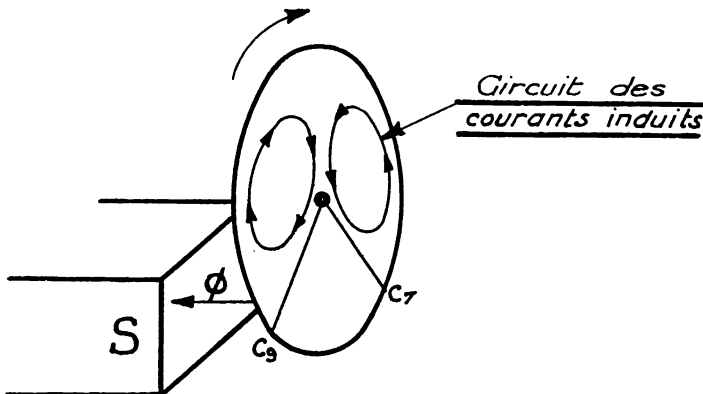


FIG. 60. — Circuits empruntés par les courants induits dans les conducteurs élémentaires C_7 et C_9 .

une manivelle. Le courant étant coupé sur l'électro-aimant et l'ensemble étant bien monté, nous n'éprouverons aucune difficulté à tourner le disque.

Si nous fermons le circuit d'alimentation de l'électro-aimant, nous sentirons alors une certaine force s'opposer à la rotation du disque et il sera curieux d'observer que plus on accélère cette rotation, plus la force antagoniste augmente. En prolongeant l'expérience pendant un certain temps, nous constaterions un échauffement sensible du disque.

Que pouvons-nous déduire de cela? Tout d'abord, comme l'axe du disque est monté librement, l'échauffement ne peut pas provenir de son frottement, du reste le disque est plus chaud que l'axe; ceci prouve que l'échauffement se produit dans le disque lui-même et comme nous savons que lorsqu'un courant circule dans un conducteur, il y dégage une certaine quantité de chaleur, nous pouvons admettre que l'échauffement du disque est dû à des courants qui circulent à l'intérieur de celui-ci. Il nous reste à prouver maintenant que des courants peuvent prendre naissance dans le disque, et pour cela nous allons considérer notre disque comme si il était formé d'une infinité de conducteurs élémentaires disposés suivant ses rayons (fig. 59). Lorsque le disque tourne, tous ces conducteurs coupent du flux et sont donc le siège de f. é. m. induites qui engendrent des courants. Nous avons vu précédemment (§ 90) que les courants induits circulent dans un sens perpendiculaire à la fois au flux inducteur et au déplacement du conducteur, ce qui nous montre que les courants induits se dirigeront suivant les rayons du cercle (fig. 60).

Pour vérifier notre raisonnement qui admet que l'échauffement est dû à des courants induits, nous pouvons mettre en jeu la loi de Lenz qui nous dit que les courants induits s'opposent toujours à la cause qui les produit : dans le cas étudié, nous avons remarqué un freinage du disque d'autant plus important que sa vitesse était grande, la cause du courant étant la rotation du disque, les courants induits s'opposent à cette rotation en le freinant d'autant plus qu'il tourne vite.

Puisque ce sont des courants induits qui freinent le disque, en diminuant l'intensité de ces courants, nous devrions diminuer également l'importance du freinage; ceci est facile à vérifier, car pour diminuer l'intensité des courants induits, il suffit d'augmenter la résistance de leur circuit en pratiquant sur le disque des fentes radiales (fig. 61). En faisant tourner un disque ainsi fendu entre les pôles d'un électro-aimant, nous verrons que le

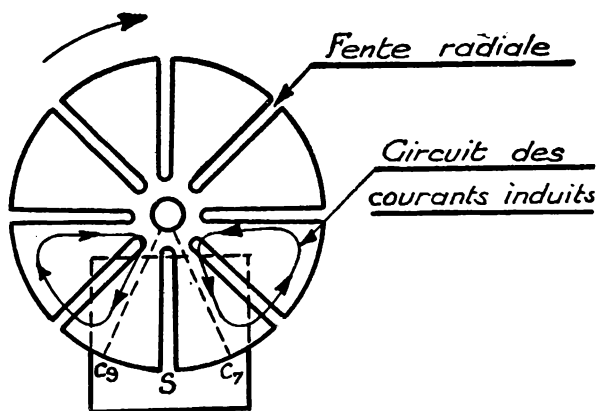


FIG. 61. — Des fentes radiales augmentent considérablement la résistance des circuits parcourus par les courants induits et rendent leur valeur très petite.

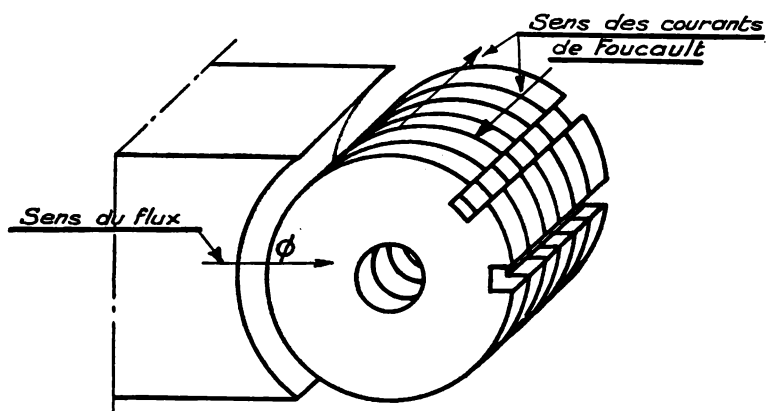


FIG. 62. — Induit de dynamo :
un seul pôle inducteur et deux encoches seulement ont été représentés.

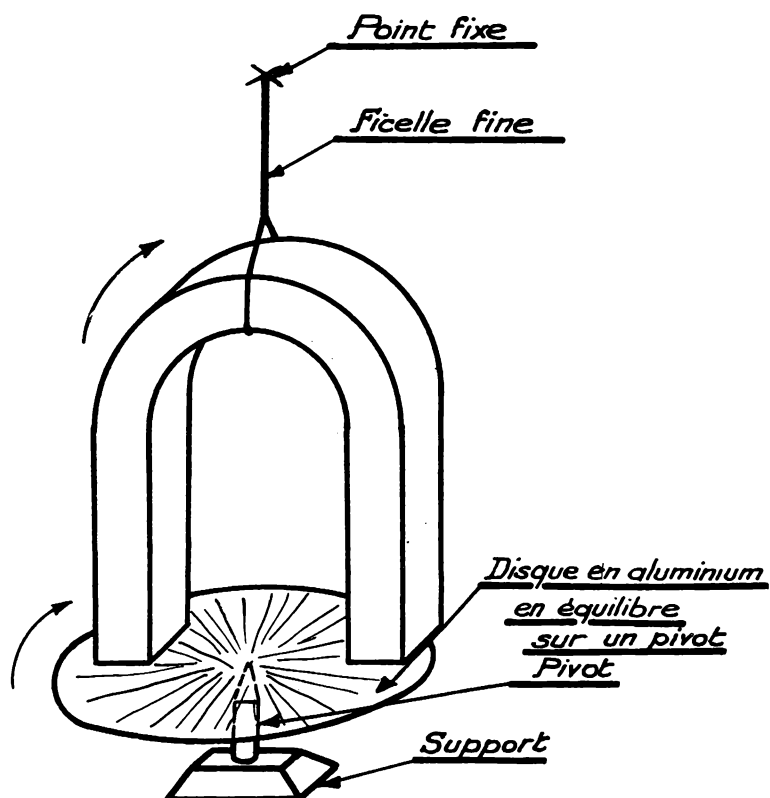


FIG. 63. — Un disque d'aluminium placé sous les pôles d'un aimant tournant, tourne dans le même sens que lui.

freinage est à peu près inexistant; ce qui confirme bien l'existence de courants induits.

Nous pouvons ramener notre raisonnement à l'échelle atomique en considérant que notre disque est formé d'un nombre infiniment grand d'atomes et en suivant le déplacement d'un des électrons extérieurs de l'un de ces atomes. Cet électron décrit un cercle quand le disque tourne. En recherchant le sens du courant induit soit comme nous l'avons fait (§ 8°), soit par la règle des trois doigts de la main gauche (§ 9°), nous voyons que le courant est dirigé suivant un rayon, perpendiculairement au flux, et vers l'extérieur dans le cas de la figure 60 (sens conventionnel).

D'une façon générale, nous pouvons donc dire que lorsqu'une masse conductrice quelconque tourne dans un flux magnétique, il se produit à l'intérieur de cette masse des courants induits qui circulent dans un plan perpendiculaire au flux : ces courants induits sont appelés *courants de Foucault*.

Les courants de Foucault engendrent des flux qui s'opposent à la rotation de la masse dans laquelle ils se produisent et échauffent cette masse, ce qui entraîne une perte d'énergie sous forme de chaleur; pour cette raison les courants de Foucault sont le plus souvent nuisibles et on cherche à les diminuer le plus possible en rendant leurs circuits très résistants par insertion en série dans ces circuits d'éléments isolants tels que des fentes radiales sur un disque (fig. 61).

C'est pour cette raison que les induits de dynamos, par exemple, ne sont jamais massifs, mais sont constitués par des empilages de tôles minces séparées par du papier ou du vernis (fig. 62), de telle sorte que le flux passe directement suivant des parallèles au diamètre de l'induit, c'est-à-dire toujours à travers les tôles, tandis que les courants de Foucault, qui sont perpendiculaires au flux, trouveront sur leurs passages les isolants situés entre les tôles.

D'autres expériences très simples montrent que les courants de Foucault se produisent également dans les masses conductrices fixes situées dans un champ magnétique variable.

Plaçons un disque conducteur *non magnétique* portant en son centre un coup de pointeau, sur une pointe servant de pivot et suspendons au-dessus, à l'aide d'une ficelle fine, un aimant de telle sorte que ses pôles se trouvent à 2 ou 3 mm du disque (fig. 63). Si nous faisons tourner l'aimant en tordant la ficelle, nous verrons que le disque se met aussi à tourner dans le même sens que l'aimant, et que lorsque l'aimant s'arrête, le disque s'arrête également. Ceci est facilement explicable en se servant toujours de la loi de Lenz : quand l'aimant tourne, son flux magnétique balaie la

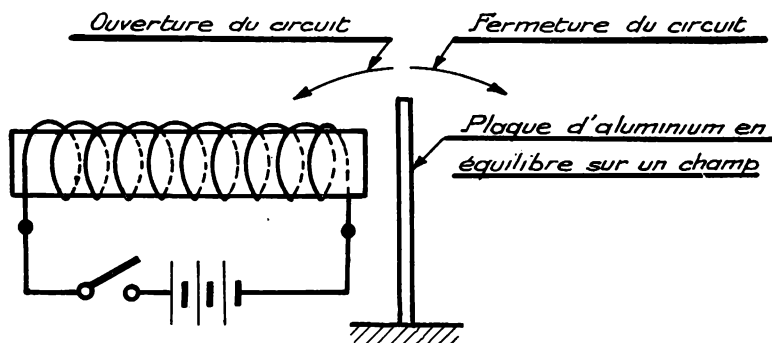


FIG. 64. — La plaque est repoussée ou attirée suivant qu'on ferme ou qu'on ouvre l'interrupteur.

masse formée par le disque, et celle-ci est alors le siège de courants de Foucault. Ces courants doivent s'opposer à la cause qui les a produits et cette cause étant la rotation du flux, comme le disque est monté sur pivot, il se met à tourner dans le même sens de telle façon qu'il n'est plus alors balayé par le flux, puisqu'il tourne en même temps que lui. En réalité, le disque tournera toujours moins vite que l'aimant, car s'il tournait à la même vitesse, il ne serait plus du tout balayé et il n'y aurait plus de courants de Foucault, donc plus de raison qu'il tourne.

Si le disque portait des fentes radiales, les courants de Foucault seraient extrêmement faibles et le disque ne serait pas entraîné par l'aimant en rotation.

On peut aussi, devant l'un des pôles d'un électro-aimant à noyau rectiligne, placer en équilibre sur l'un de ses côtés parfaitement dressé, une planche d'aluminium par exemple, de 2 ou 3 mm d'épaisseur, en laissant entre la planche et le pôle une distance de 4 mm environ (fig. 64). La planche étant en équilibre et le courant d'excitation de l'électro-aimant coupé, fermons brusquement l'interrupteur : la planche d'aluminium est repoussée et tombe du côté opposé du noyau. Relevons la planche et remettons-la en équilibre sans couper le circuit, puis ouvrons brusquement l'interrupteur : la planche est attirée par le noyau et tombe sur lui. Ces attraction et répulsion sont dues aux courants de Foucault prenant naissance dans la plaque au moment où le flux varie, c'est-à-dire quand il disparaît ou s'établit. Quand le flux s'établit, les courants de Foucault induits dans la plaque s'opposent à l'établissement et engendrent un flux de sens inverse : deux flux de sens contraire se repoussent et la plaque est repoussée. Quand le flux disparaît, les courants de Foucault induits dans la plaque s'opposent à cette disparition en créant un flux de même sens, et comme deux flux de même sens s'attirent, la plaque est aussi attirée.

16° Utilisation des courants de Foucault.

Bien que dans la majorité des cas les courants de Foucault soient nuisibles puisqu'ils créent une perte d'énergie sous forme de chaleur et qu'on cherche à les éliminer, il existe certains cas particuliers dans lesquels on les utilise.

Nous avons vu au début de l'alinéa précédent que les courants de Foucault exercent un freinage sur une masse tournant dans un flux magnétique; on se sert de cette propriété pour freiner les équipages mobiles des appareils de mesure, tels qu'ampèremètre ou voltmètre.

Nous savons que dans les appareils de mesure l'aiguille indicatrice est lancée, lorsqu'on applique le courant sur leurs organes, par la force électromagnétique qu'ils engendrent. Des ressorts équilibrent cette force et stabilisent l'aiguille qui indique alors la valeur de la mesure effectuée. Quand l'aiguille est lancée, les ressorts sont comprimés et renvoient l'aiguille en sens inverse, puis la force électromagnétique envoie à nouveau l'aiguille et comprime les ressorts : ce qui entraîne des oscillations de plus en plus petites de l'aiguille qui finalement se stabilise. La stabilisation est assez longue avant d'être parfaitement obtenue et le temps nécessaire peut atteindre parfois une dizaine de secondes, pendant lesquelles on ne peut faire la mesure, ce qui n'est pas admissible, car en général les mesures précises doivent être faites très rapidement.

Pour éviter ces oscillations, il faut freiner l'équipage mobile de l'appareil de telle sorte que l'aiguille atteigne immédiatement sa position d'équilibre en faisant une ou deux oscillations au maximum. Lorsque cette condition est réalisée, on dit que l'appareil est *amorti* et si l'aiguille se stabilise avant d'avoir effectué une oscillation complète, l'appareil est dit *apériodique*.

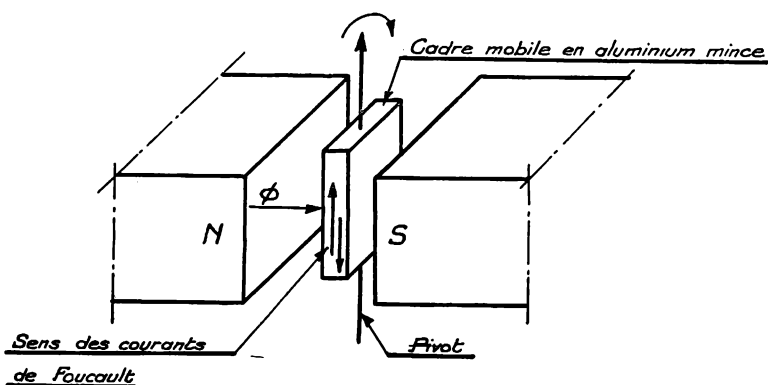


FIG. 65. — Amortissement d'un équipement mobile d'appareil à cadre, par le cadre lui-même.

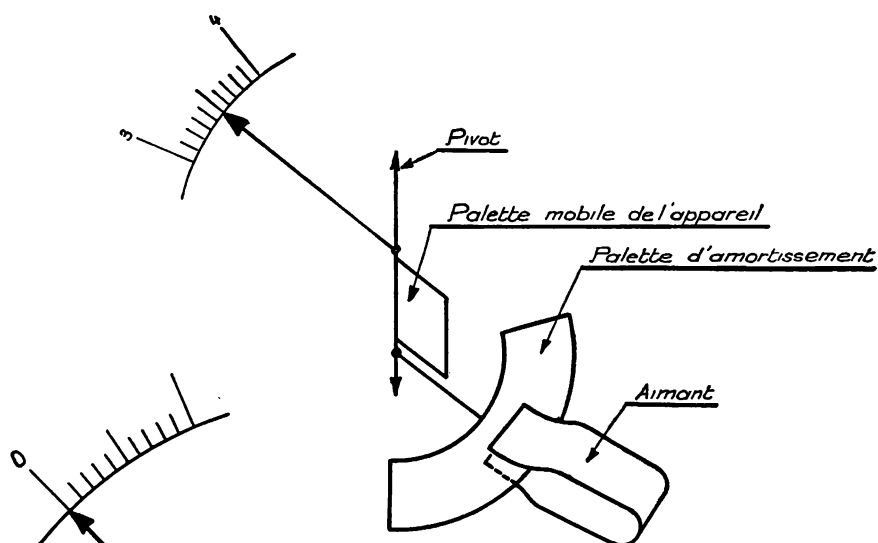


FIG. 66. — Amortissement de l'équipage mobile d'un appareil électromagnétique par palette conductrice passant entre les pôles d'un aimant.

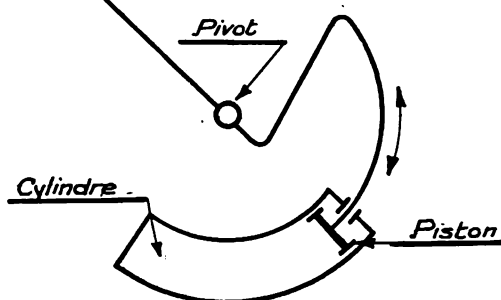


FIG. 67 à gauche. — Amortissement pneumatique par piston circulaire, le cylindre est supposé coupé.

A) Dans le cas des appareils à cadre mobile (fig. 65), le flux utilisé pour le freinage est celui qui est fourni par l'aimant de l'appareil même. Le cadre est constitué par une mince feuille d'aluminium qui forme alors une spire fermée qui, en se déplaçant dans le flux, est le siège de courants de Foucault et freine elle-même son mouvement.

B) Dans les appareils électromagnétiques (fig. 66), l'équipage mobile comprend une palette conductrice passant entre les pôles d'un petit aimant. C'est alors cette palette qui est le siège de courants de Foucault et qui freine le déplacement de l'équipage mobile. Souvent, dans les appareils

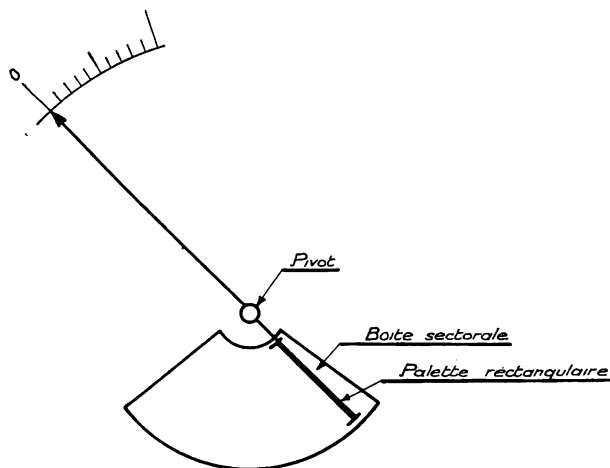


FIG. 68. — Amortissement pneumatique par palette rectangulaire se déplaçant dans un boîtier en forme de secteur, dont le dessus est supposé enlevé.

électromagnétiques, le freinage mécanique est employé; il est alors constitué par l'action d'un piston de section circulaire (fig. 67) ou rectangulaire (fig. 68) freiné par l'air qui l'entoure, cet air étant à peu près immobilisé dans un boîtier sur les parois duquel le piston ne doit pas frotter.

DÉTERMINATION DE LA VALEUR DES F. É. M. INDUITES

17^o Valeur de la f. é. m. induite dans un conducteur rectiligne.

Soit un conducteur A B pouvant glisser sur deux conducteurs fixes C et C' en coupant perpendiculairement un flux Φ dont la valeur du champ est $\mathcal{H}$. Si nous déplaçons le conducteur A B à une vitesse uniforme v mètres par seconde, pendant toute la durée de son déplacement, entre les points D et D' par exemple, il sera le siège d'une f. é. m. induite qui engendrera un certain courant I dans son circuit fermé par une résistance et un milli-ampèremètre (fig. 69). Nous savons que la f. é. m. induite vient de ce que le conducteur coupe des lignes de force (loi du flux coupé); si ce conducteur ne se déplaçait pas, il ne serait pas induit, de même que s'il se déplaçait en dehors de tout flux magnétique.

A chaque fois que le conducteur coupe une ligne de force, un certain nombre d'électrons reçoivent une certaine poussée qui les fait se déplacer

dans le circuit; par conséquent, dans le chemin qu'il parcourt entre D et D', si le conducteur coupe un nombre N de lignes de force, le nombre d'électrons recevant la même poussée que précédemment sera N fois plus grand et il y aura N fois plus d'électrons qui auront circulé dans le circuit.

Si dans l'espace compris entre les deux conducteurs fixes C et C', et entre les limites de déplacement D et D' du conducteur A B, nous doublons la valeur du flux, nous aurons dans cet espace deux fois plus de lignes de force, ce qui revient à dire que le champ $\mathcal{H}$ aura doublé et sera alors $2 \mathcal{H}$ car, dans une unité de surface prise dans cet espace, il y aura deux fois plus de lignes de force.

Puisque le conducteur A B se déplace toujours à la même vitesse uniforme v , il coupera dans le même temps deux fois plus de lignes de force, et de ce fait, nous aurons deux fois plus d'électrons qui auront circulé dans le circuit *pendant le même temps*, la quantité d'électricité ayant circulé dans le circuit pendant le même temps sera donc deux fois plus grande, ce qui revient à dire que *l'intensité du courant a doublé*. Nous savons que d'après la loi d'Ohm, $I = \frac{U}{R}$, or dans notre circuit la résistance R n'a pas varié et

par conséquent, si I a doublé, c'est que U est deux fois plus grand. Nous savons également que $U = E - r I$ (Vol. I, p. 57) d'où l'on tire $E = U + r I$, r étant la résistance interne du générateur, soit dans le cas présent la résistance du conducteur A B qui n'a pas varié. Si I double, $r I$ double également et comme nous avons vu que U avait aussi doublé, nous aurons donc E *deux fois plus grand* car lorsqu'on multiplie les termes d'une somme par un même nombre, la somme se trouve également multipliée par ce nombre (exemple : $3 = 2 + 1$, $3 \times 2 = (2 \times 2) + (1 \times 2)$, d'où $6 = 4 + 2$).

Ce raisonnement nous montre que **lorsqu'un conducteur coupe du flux pendant un temps constant, la f. é. m. induite est proportionnelle au flux coupé.**

Revenons maintenant à notre flux primitif engendré par le champ $\mathcal{H}$, et supposons que la vitesse du conducteur A B soit doublée, c'est-à-dire qu'elle passe de v à $2 v$ mètres par seconde. Pour aller de D à D' le conducteur mettra deux fois moins de temps, mais il coupera toujours le même nombre de lignes de force et par conséquent la quantité d'électricité ayant circulé dans le circuit sera toujours la même, mais cette quantité d'électricité se sera écoulée en un temps deux fois plus petit et comme $Q = I t$, si Q est constant et que t est deux fois plus petit, I est évidemment deux fois plus grand. En suivant le même raisonnement que précédemment, nous pourrions

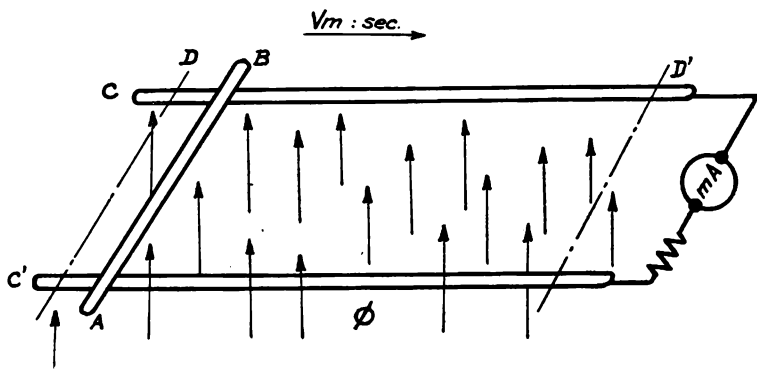


FIG. 69. — Calcul de la f. é. m. induite dans un conducteur.

dire que si I est deux fois plus grand, c'est que E , f. é. m. induite, est deux fois plus grand. Ce qui nous permet d'énoncer : **Lorsqu'un conducteur coupe un flux constant, la f. é. m. induite dans ce conducteur est inversement proportionnelle au temps mis par ce conducteur pour couper le flux.**

En groupant les deux causes qui font varier la f. é. m. induite, nous pourrions dire que :

La f. é. m. induite dans un conducteur coupant du flux est proportionnelle à la valeur du flux coupé et inversement proportionnelle au temps mis par ce conducteur pour couper le flux.

Ce qui peut se résumer par la relation suivante :

$$E = \frac{\Phi}{t} \text{ M. K. S.}$$

Cette relation est applicable avec le système M. K. S., c'est-à-dire que la force électromotrice E est exprimée en volts, le flux coupé Φ en webers et le temps mis pour couper ce flux t en seconde.

PROBLÈME N° 8

Un conducteur de 0,4 m de longueur coupe perpendiculairement le flux créé par un champ uniforme de 50 Gs. Sachant que la distance parcourue par ce conducteur dans le flux est de 0,5 m et que le temps pour parcourir cette distance est de 1/40 de seconde, calculer en volts la valeur de la f. é. m. qui y est induite.

SOLUTION

La f. é. m. induite dans un conducteur coupant du flux est donnée par la relation

$$E = \frac{\Phi}{t}$$

dans laquelle E est en volt; Φ , le flux coupé en weber et t , la durée de la coupure du flux en seconde.

Le flux coupé est le flux passant par le rectangle déterminé par le déplacement du conducteur, ayant pour largeur la longueur du conducteur, 0,4 m, et pour longueur le chemin qu'il a parcouru : 0,5 m.

La surface de ce rectangle est : $0,5 \times 0,4 = 0,2 \text{ m}^2$.

Le flux coupé aura pour valeur : $\Phi = \mathcal{H} s$, Φ en weber, $\mathcal{H}$ le champ en weber par mètre carré et s la surface de passage du flux en mètres carrés.

La valeur du champ en weber est :

$$\mathcal{H} = \frac{50}{10^4} = 0,005 \text{ Wb/m}^2$$

puisque $1 \text{ Wb/m}^2 = 1/10^4 \text{ Gs}$.

Valeur du flux coupé : $\Phi = 0,005 \times 0,2 = 0,001 \text{ Wb}$.

La durée de la coupure étant de 1/40 de seconde, la f. é. m. induite sera :

$$E = \frac{0,001}{\frac{1}{40}} = 0,001 \times 40 = \boxed{0,04 \text{ V}}.$$

Réponse. — La f. é. m. induite dans le conducteur sera de **0,04 V**.

Pour appliquer cette relation avec le système C. G. S., il faut exprimer le flux en maxwells et le nombre qui exprimera un certain flux en maxwells sera 10^8 fois plus grand que le nombre qui exprimera le même flux en weber : le résultat sera aussi 10^8 fois plus grand ; pour que ce résultat ne change pas, il faudra donc diviser le second membre par 10^8 et nous aurons alors :

$$E = \frac{\Phi}{10^8 t} \text{ C. G. S.}$$

dans laquelle E sera en volts, Φ en maxwells et t en seconde.

La première relation (M. K. S.) nous permettra de rechercher une relation permettant de trouver la f. é. m. induite dans un conducteur connaissant sa longueur, sa vitesse et la valeur du champ dans lequel il se déplace, à condition toutefois que ce flux soit uniforme et que la direction du conducteur soit perpendiculaire à celle du flux.

Disposons nos deux conducteurs fixes C et C' à l mètre de distance (fig. 70) et animons notre conducteur AB d'une vitesse v mètres par seconde perpendiculaire au champ $\mathcal{H}$.

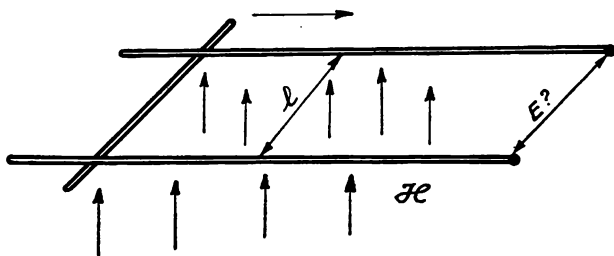


FIG. 70. — Calcul de la f. é. m. induite en fonction de la longueur du conducteur, de sa vitesse et du champ.

La relation nous permettant de calculer la f. é. m. est :

$$E = \frac{\Phi}{t}.$$

Considérons le déplacement du conducteur pendant 1 s. Le flux coupé pendant ce temps est :

$$\Phi = \mathcal{H} s \text{ (p. 24).}$$

$\mathcal{H}$ étant la valeur du champ et s la surface balayée en 1 s ; comme le conducteur se déplace à une vitesse de v mètres par seconde, en 1 s il parcourt v mètres et la surface balayée est celle d'un rectangle ayant pour longueur v mètres et pour largeur la distance l entre les deux conducteurs fixes ; nous aurons donc :

$$s = l v \quad \text{et} \quad \Phi = \mathcal{H} l v$$

étant donné que nous avons considéré le déplacement du conducteur pendant 1 s, nous aurons $t = 1$,

donc :

$$E = \frac{\mathcal{H} l v}{1},$$

et finalement :

$$\boxed{E = \mathcal{H} l v} \text{ M. K. S.,}$$

dans laquelle E est la f. é. m. induite dans le conducteur en *volts*, l est en mètres la longueur du conducteur et v est sa vitesse en *mètres par seconde*.

PROBLÈME N° 9

Calculer la f. é. m. induite dans le conducteur faisant l'objet du problème précédent en appliquant la relation $E = \mathcal{H} l v$.

SOLUTION

La f. é. m. induite dans un conducteur coupant du flux nous est directement donnée par la relation $E = \mathcal{H} l v$, dans laquelle E est la f. é. m. induite en volts; $\mathcal{H}$, la valeur en weber par mètre carré du champ engendrant le flux coupé; l , la longueur en mètres du conducteur et v , la vitesse en mètres par seconde de son déplacement.

La vitesse d'un mobile est le quotient de la distance d parcourue par la durée t de son déplacement :

$$v = \frac{d}{t}.$$

La vitesse de déplacement du conducteur considéré est de :

$$v = \frac{0,5}{\frac{1}{40}} = 0,5 \times 40 = 20 \text{ m/s.}$$

Le champ étant de 50 Gs, nous savons que :

$$50 \text{ Gs} = \frac{50}{10^4} = 0,005 \text{ Wb/m}^2.$$

Force électromotrice induite dans le conducteur :

$$E = 0,005 \times 0,4 \times 20 = 0,002 \times 20 = \boxed{0,04 \text{ V}}.$$

Réponse. — La f. é. m. induite dans le conducteur est de **0,04 V**, valeur identique à celle que nous avons trouvée précédemment.

18° Définition du weber.

Dans l'expression de la f. é. m. induite, $E = \frac{\Phi}{t}$, si nous faisons $E = 1 \text{ V}$ et $t = 1 \text{ s}$, nous aurons $\Phi = 1 \text{ Wb}$, ce qui nous conduit à la définition du weber :

DÉFINITION : Le weber est le flux qui, coupé en 1 s par un conducteur, engendre dans celui-ci une f. é. m. induite de 1 V.

19° Définition du maxwell.

Partant de la définition du weber, et sachant que le weber est 10^8 fois plus grand que le maxwell, nous pouvons définir celui-ci :

DÉFINITION : Le maxwell est le flux qui, coupé en 1 s par un conducteur, engendre dans celui-ci une f. é. m. induite de $1/10^8$ V.

20° Définition du weber par mètre carré.

Maintenant que nous connaissons la définition exacte des unités de flux magnétique, nous pourrions définir les unités de champ; prenons d'abord l'unité du système M. K. S. :

DÉFINITION : Le weber par mètre carré est le champ existant lorsqu'un flux de 1 Wb passe dans une surface de 1 m^2 .

21° Définition du gauss.

Le gauss, qui est l'unité de champ du système C. G. S., sera défini de la façon suivante :

DÉFINITION : Le gauss est le champ existant lorsqu'un flux de 1 Mx passe dans une surface de 1 cm^2 .

Nous savons déjà que le gauss est 10^4 fois plus petit que le weber par mètre carré (p. 24).

22° Valeur de la f. é. m. induite dans une spire.

Pour raisonner les cas d'induction dans une spire, il faut adopter de préférence la loi du flux embrassé, mais nous avons vu (§ 5°) que cette loi était en quelque sorte une application de la loi du flux coupé, il est donc normal qu'en recherchant la valeur de la f. é. m. induite dans une spire subissant une variation du flux qu'elle embrasse, nous arrivions à des résultats identiques à ceux obtenus lorsqu'il s'agissait de flux coupé par un conducteur : c'est-à-dire que la f. é. m. induite est proportionnelle au flux et inversement proportionnelle au temps.

Il est évident que lorsqu'une spire subit une variation du flux qu'elle embrasse, la f. é. m. induite est proportionnelle à la variation du flux embrassé, mais non à la valeur maximum de ce flux; en effet, en admettant que ce flux diminue et qu'il passe d'une valeur maximum Φ à une valeur minimum ϕ , la f. é. m. induite sera proportionnelle à la différence $\Phi - \phi$, cette différence représentant le nombre de molécules qui se sont désorientées et qui ont balayé de leur flux le conducteur constituant la spire.

En désignant la variation du flux embrassé par $d\Phi$ et la durée de cette variation par dt , la valeur de la f. é. m. induite sera exprimée par la relation suivante :

$$E = \frac{d\Phi}{dt} \text{ M. K. S.,}$$

dans laquelle E est en volts, $d\Phi$ la variation de flux en weber et dt la durée de la variation en secondes.

Si nous désirons employer le système C. G. S., nous aurons comme précédemment :

$$E = \frac{d\Phi}{10^8 dt},$$

où nous aurons E en volts, $d\Phi$ la variation de flux en maxwells et dt la durée de la variation en secondes.

PROBLÈME N° 10

Une spire circulaire dont la longueur est de 792,4 mm est placée dans un champ magnétique uniforme de 65 Gs. En supposant que ce champ diminue brusquement et devienne égal à 15 Gs en 1/75 de seconde, calculer en volt la f. é. m. induite dans la spire par cette variation de flux.

SOLUTION

La f. é. m. induite dans une spire par une variation du flux qu'elle embrasse est donnée par la relation : $E = \frac{d\Phi}{dt}$, E étant en volt la f. é. m. induite; $d\Phi$, la variation de flux en weber et dt , en seconde la durée de la variation.

La variation du flux est égale à $d\Phi = d\mathcal{H} s$, $d\mathcal{H}$ étant la variation du champ et s la surface de la spire.

La variation du champ est la différence entre le champ primitif et le champ actuel, soit : $65 - 15 = 50$ Gs.

La surface de la spire a pour expression : $s = \frac{\pi d^2}{4}$ nous n'avons pas d , mais de l'expression de la longueur d'une circonférence $l = \pi d$, nous tirons

$$d = \frac{l}{\pi} \quad \text{et} \quad d^2 = \frac{l^2}{\pi^2};$$

en remplaçant d^2 par sa valeur l'expression de la surface devient :

$$s = \frac{\pi l^2}{4 \pi^2}, \text{ ou en simplifiant : } s = \frac{l^2}{4 \pi}.$$

Surface de la spire :

$$s = \frac{792,4 \times 792,4}{4 \times 3,14} = 49\,991 \text{ mm}^2$$

soit 499,91 cm², ou en arrondissant 500 cm².

Variation du flux : $d\Phi = 50 \times 500 = 25\,000$ Mx.

Soit en weber : $\frac{25\,000}{10^8} = 0,000\,25$ Wb.

F. é. m. induite dans la spire : $E = \frac{0,000\,25}{\frac{1}{75}} = 0,000\,25 \times 75.$

Soit

$$\boxed{0,018\,75 \text{ V}}.$$

Réponse. — La f. é. m. induite dans la spire est de **0,018 75 V**.

23° Valeur de la f. é. m. induite dans une bobine.

Si nous considérons une bobine (fig. 71) comportant N spires, subissant une variation du flux qu'elle embrasse pendant un temps $d t$, nous pourrions calculer la f. é. m. induite totale dans cette bobine; il nous suffit pour cela de remarquer que la variation de flux est la même pour chaque spire, et que la durée de cette variation est aussi identique pour chacune d'elles, par conséquent, la f. é. m. induite dans chaque spire est égale. D'autre part, si le flux passe d'une certaine valeur Φ à une valeur nulle, toutes les spires seront soumises à une diminution du flux et les f. é. m. induites dans chacune d'elles auront le même sens. En regardant la figure, nous voyons

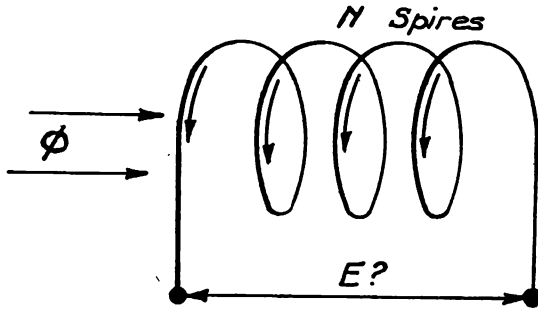


FIG. 71. — Calcul de la f. é. m. induite dans une bobine, le flux passant de Φ à une valeur nulle en t seconde.

que les électrons sortent d'une spire pour entrer dans l'autre et si nous considérons chaque spire comme un générateur, tous ces générateurs sont branchés *en série* et par conséquent leurs f. é. m. s'ajoutent pour donner la f. é. m. totale (Vol. II, p. 13).

Si nous avons par exemple une bobine comportant cent spires et que chacune de ces spires est le siège d'une f. é. m. induite de 0,5 V, la f. é. m. induite totale dans la bobine sera de $0,5 \times 100 = 50$ V : il nous suffira donc de multiplier la f. é. m. induite dans une spire par le nombre de spires de la bobine et nous aurons la relation suivante en désignant par N ce nombre de spires :

$$E = \frac{N d \Phi}{d t}$$

Le produit $N d \Phi$ de la variation de flux dans une spire par le nombre de spires est appelé : *variation totale du flux embrassé par la bobine*.

PROBLÈME N° 11

Une bobine est placée perpendiculairement aux lignes de force d'un flux uniforme créé par un champ de 80 Gs. Lorsque ce flux disparaît complètement en 1/10 000 de seconde, la f. é. m. induite dans la bobine est de 15,072 V. Calculer le nombre de spires de la bobine sachant qu'elles ont toutes le même diamètre de 4 cm.

SOLUTION

De la relation de la f. é. m. induite dans une bobine :

$$E = \frac{N d \Phi}{d t},$$

nous tirons :

$$N = \frac{E d t}{d \Phi};$$

N étant le nombre de spires de la bobine; E, la f. é. m. qui y est induite en volts; $d t$, la durée en seconde de la variation du flux, et $d \Phi$, en webers cette variation. Dans le cas proposé, la variation du flux est égale à la valeur totale du flux embrassé, puisque celui-ci disparaît complètement. Le flux total embrassé par une spire a pour valeur : Φ , ou $d \Phi = \mathcal{E} s$.

Surface d'une spire :

$$s = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3,14 \times 4 \times 4}{4} = 12,56 \text{ cm}^2.$$

Flux embrassé par une spire :

$$d \Phi = 80 \times 12,56 = 1\,004,8 \text{ Mx.}$$

Soit en webers :

$$\frac{1\,004,8}{10^8} = 0,000\,010\,048 \text{ Wb.}$$

Nombre de spires de la bobine :

$$N = \frac{15,072 \times 0,000\,1}{0,000\,010\,048} = \frac{15,072}{0,100\,48} = \boxed{150 \text{ spires}}.$$

puisque $1/10\,000$ de seconde = $0,000\,1$ seconde.

Réponse. — Le nombre de spires de la bobine est de **150**.

24° Valeur de la quantité d'électricité induite dans un circuit.

Considérons une spire branchée aux bornes d'une résistance et placée dans un flux magnétique (fig. 72).

Si nous désignons par Φ le flux embrassé par cette spire et que nous la retirions complètement du flux, la variation de flux subie par la spire sera égale à Φ .

Comme nous ne pouvons pas retirer la spire du flux d'un mouvement absolument régulier, nous allons, pour l'exactitude de notre raisonnement, diviser la durée de la variation du flux en instants extrêmement petits, 1 millionième de seconde par exemple.

Pendant l'un de ces millionièmes de seconde, le flux embrassé par la spire aura diminué d'une quantité très petite, que nous désignerons par $d \varphi$ et cette variation engendrera une f. é. m. induite qui créera un certain courant dans le circuit et fera circuler dans celui-ci une très petite quantité d'électricité, que nous désignerons par $d q$.

En désignant par $d t'$ ce millionième de seconde, la f. é. m. induite à cet instant aura pour valeur : $e = \frac{d \varphi}{d t'}$ et en multipliant les deux termes de cette expression par $d t'$ nous aurons :

$$e d t' = d \varphi. \quad (1)$$

Si la résistance totale du circuit est R et si l'intensité du courant pendant l'instant considéré est i , nous pourrions dire que

$$e = R i \text{ (loi d'Ohm).}$$

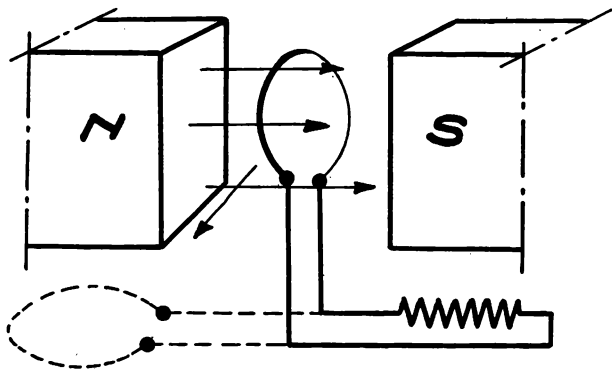


FIG. 72. — Quantité d'électricité induite dans un circuit par le déplacement d'une spire

En remplaçant e par sa valeur dans l'expression (1), il vient :

$$R i d t' = d \phi.$$

A chaque millionième de seconde, pendant toute la durée de la variation de flux, nous aurons des expressions semblables, et si nous additionnons toutes ces expressions, nous aurons :

Somme de $R i d t' =$ Somme de $d \phi$.

Ce qui peut s'écrire : $R \times$ Somme de $i d t' =$ Somme de $d \phi$ (2).

Le terme $i d t'$ est le produit d'une intensité par un temps, ce terme représente donc la quantité d'électricité très petite $d q$ qui a circulé dans le circuit pendant ce temps, et en remplaçant dans l'expression précédente $i d t'$ par sa valeur $d q$ nous aurons :

$$R \times \text{Somme de } d q = \text{Somme de } d \phi.$$

D'une part, la somme de toutes les petites quantités d'électricité $d q$ ayant circulé dans le circuit pendant chaque millionième de seconde de la variation du flux, représente la quantité totale d'électricité Q ayant circulé dans le circuit pendant toute la durée de la variation du flux : Somme de $d q = Q$.

D'autre part, la somme de toutes les petites variations de flux $d \phi$ ayant eu lieu à chaque millionième de seconde de la durée de la variation totale de ce flux, représente cette variation totale Φ : nous aurons donc aussi : Somme de $d \phi = \Phi$.

En remplaçant dans l'expression (2) Somme de $d q$ et Somme de $d \phi$ par leur valeur Q et Φ , il viendra :

$$R Q = \Phi.$$

D'où nous tirons la valeur de Q en divisant les deux termes par R :

$$Q = \frac{\Phi}{R} \quad \text{M. K. S.}$$

dans laquelle Q est en coulombs la quantité d'électricité induite, Φ est en webers la variation de flux subie par la spire et R en ohms la résistance totale du circuit dont fait partie la spire.

Si nous voulons exprimer le flux en maxwells, il faudrait affecter le dénominateur du second membre du coefficient 10^8 comme nous l'avons fait précédemment pour l'expression de la f. é. m. induite.

Il est remarquable que la quantité d'électricité induite soit indépendante de la durée $d t$ de la variation totale du flux, puisque le terme $d t$ n'intervient pas dans la relation permettant de calculer cette quantité d'électricité; c'est du reste ce que nous avions pressenti dans la recherche de la f. é. m. induite (17°).

PROBLÈME N° 12

Une bobine de 80 spires jointives de fil de cuivre de 80/100 de millimètre de diamètre, dont l'isolant a une épaisseur de 1/10 de millimètre est bobinée sur un tube de carton de 49 mm de diamètre extérieur. Quelle sera en microcoulombs la quantité d'électricité induite

dans cette bobine si ses deux extrémités sont réunies ensemble par un conducteur de résistance négligeable, et si le champ uniforme dans lequel elle est placée passe d'une valeur de 100 Gs à une valeur de 25 Gs?

SOLUTION

La quantité d'électricité induite dans une bobine est donnée par la relation :

$$Q = \frac{d\Phi}{R}$$

dans laquelle Q est la quantité d'électricité en coulombs; $d\Phi$, la variation du *flux total* embrassé par la bobine en weber, et R , la résistance totale du circuit de la bobine en ohms.

Le flux total embrassé par une bobine est le produit du flux passant dans la bobine par son nombre de spires.

La variation du flux embrassé par une spire est $d\Phi = d\mathcal{C}s$, $d\mathcal{C}$ étant la variation du champ, soit : $100 - 25 = 75$ Gs, et s , la surface d'une spire qui a pour valeur :

$$s = \frac{\pi d^2}{4}$$

d étant le diamètre de la spire, 49 mm, soit 4,9 cm.

Surface d'une spire :

$$\frac{3,14 \times 4,9 \times 4,9}{4} = 18,85 \text{ cm}^2.$$

Variation du flux dans une spire :

$$d\Phi s = 75 \times 18,85 = 1\,413,75 \text{ Mx.}$$

Variation du flux total embrassé :

$$N d\Phi = 1\,413,75 \times 80 = 113\,100 \text{ Mx.}$$

Soit en weber :

$$\frac{113\,100}{10^8} = 0,001\,131 \text{ Wb.}$$

La résistance de la bobine a pour valeur :

$$R = \frac{\rho l}{100 s}$$

dans laquelle R est la valeur de la résistance en ohms; ρ est la résistivité du cuivre = $1,8 \mu\Omega\text{-cm}^2/\text{cm}$; l , la longueur du fil en mètres et s , la section du fil en millimètres carrés.

Section du fil dont le diamètre est 80/100, soit 0,8 mm :

$$s = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3,14 \times 0,8 \times 0,8}{4} = 3,14 \times 0,2 \times 0,8 = 0,502\,4 \text{ mm}^2.$$

La longueur du fil est le produit de la longueur moyenne d'une spire par leur nombre. La longueur moyenne d'une spire est le produit de son diamètre moyen par π :

$$ls = \pi dm.$$

Le fil isolé à un diamètre total de $0,8 + (2 \times 0,1) = 1$ mm.

L'axe du fil passera donc à $\frac{1}{2} = 0,5$ mm de l'extérieur du tube de carton de diamètre 49 mm, et le diamètre moyen d'une spire sera :

$$49 + (2 \times 0,5) = 50 \text{ mm.}$$

Longueur moyenne d'une spire :

$$ls = 3,14 \times 50 = 157 \text{ mm.}$$

Longueur totale du fil :

$$l = 157 \times 80 = 12\,560 \text{ mm, soit } 12,56 \text{ m.}$$

Résistance de la bobine :

$$R = \frac{1,8 \times 12,56}{100 \times 0,5024} = 0,45 \, \Omega.$$

Quantité d'électricité induite :

$$Q = \frac{0,001\,131}{0,45} = 0,002\,513 \text{ C, soit } \boxed{2\,513 \, \mu\text{C}}.$$

Réponse. — La quantité d'électricité induite dans la bobine sera de **2 513 μ C**.

25° Mesure d'un champ magnétique.

En reprenant la relation précédente : $Q = \frac{\Phi}{R}$, nous pouvons, en multipliant les deux termes par R , tirer la valeur du flux

$$\Phi = Q R.$$

Il nous suffira donc de connaître la résistance totale du circuit de la spire et la quantité d'électricité induite.

Nous savons aussi que $\Phi = \mathcal{H} s$ (p. 24) d'où nous tirons en divisant les deux termes par s :

$$\mathcal{H} = \frac{\Phi}{s}.$$

Connaissant le flux embrassé Φ , si nous connaissons la surface de la spire, il sera donc très simple d'en déduire la valeur du champ. Si Φ est exprimé en webers, il faudra avoir la surface en mètres carrés pour obtenir le champ en webers par mètre carré; et si Φ est en maxwells, nous exprimerons la surface en centimètres carrés pour obtenir le champ en gauss.

26° Mesure d'un champ au galvanomètre balistique.

Lorsqu'on retire une spire d'un flux magnétique, la quantité d'électricité induite dans le circuit est trop petite pour être mesurée avec précision, et pour effectuer une mesure correcte de cette quantité d'électricité, il faut l'augmenter dans de grandes proportions.

On arrive facilement à ce résultat en employant une bobine comportant un assez grand nombre de spires, au lieu d'une seule spire; en agissant ainsi, le retrait de la bobine du flux engendrera une f. é. m. induite totale égale à la f. é. m. induite dans une seule spire, multipliée par le nombre de spires N : si la f. é. m. induite est N fois plus grande le courant induit sera aussi N fois plus grand et la quantité d'électricité sera également N fois plus élevée. Tout se passe alors comme si le flux embrassé par la bobine était N fois plus grand et comme si la surface de notre spire était multipliée par N . Le produit $N s$ du nombre de spires par la surface de l'une d'elles est appelé *surface totale de la bobine*.

Pour mesurer un champ magnétique, les bobines employées sont de petit diamètre et très plates afin d'être facilement glissées dans les entrefers; elles portent le nom de bobines sondes. Les bobines sondes ont une résistance et une surface totale exactement connues et indiquées sur leur carcasse.

Pour mesurer une quantité d'électricité qui s'écoule rapidement, on utilise un galvanomètre balistique (Vol. II, p. 107), aux bornes duquel est branchée la bobine sonde. Celle-ci étant placée primitivement dans le flux à mesurer, de telle sorte que son plan soit bien perpendiculaire aux lignes de force, en est ensuite retirée très rapidement pour que la mesure soit précise, car nous avons déjà vu que, pour que la déviation d'un galvanomètre balistique soit proportionnelle à la quantité d'électricité qui l'a traversé, il faut que cette quantité d'électricité soit écoulee *avant* que le galvanomètre n'ait commencé à dévier.

Le retrait de la bobine sonde entraîne une déviation du galvanomètre, et cette élongation est ensuite étalonnée à l'aide d'une quantité d'électricité connue emmagasinée dans un condensateur étalon chargé sous une tension également connue (fig. 73).

La bobine sonde étant dans le flux, on place l'inverseur A dans la position 1, puis on retire vivement la bobine sonde du flux dont on a à mesurer le champ : Le galvanomètre

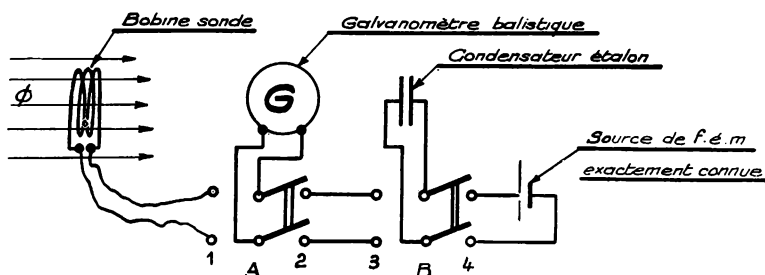


FIG. 73. — Mesure d'un champ au galvanomètre balistique.

dévie de Θ_b divisions; si K est la constante du galvanomètre (nombre de coulombs représentés par une division) la quantité d'électricité induite sera $Q_i = K \Theta_b$ (1).

Plaçons ensuite l'inverseur A dans la position 2 et l'inverseur B dans la position 4 pour charger le condensateur, puis passons brusquement cet inverseur de la position 4 à la position 3, le condensateur se décharge dans le galvanomètre qui indique alors Θ_c divisions : la quantité d'électricité restituée par le condensateur sera : $Q_c = K \Theta_c$ (2).

En divisant l'égalité (1) par l'égalité (2), nous obtiendrons une troisième égalité :

$$\frac{Q_i}{Q_c} = \frac{K \Theta_b}{K \Theta_c}.$$

Simplifions le second membre par K , nous avons :

$$\frac{Q_i}{Q_c} = \frac{\Theta_b}{\Theta_c}.$$

Divisons ensuite les deux membres par Q_c il vient alors

$$Q_i = \frac{\Theta_b}{\Theta_c} Q_c.$$

La quantité d'électricité restituée par le condensateur est facilement calculable en se rappelant que $Q_c = C V$ (Vol. II, p. 79) nous obtiendrons cette quantité d'électricité en microcoulombs, si nous connaissons la capacité C du condensateur en microfarads, et V la tension de charge en volts.

Quand nous aurons obtenu la quantité d'électricité induite Q_i par la relation précédente, il nous suffira de la multiplier par la résistance totale du circuit de la bobine sonde (bobine + galvanomètre + fils de connexion) pour obtenir le flux total embrassé par cette bobine; et en divisant ce flux total par la surface totale de la bobine sonde, nous obtiendrons directement la valeur du champ cherché.

La mesure des champs magnétiques n'est pas une mesure courante et ne s'effectue guère que dans les laboratoires.

PROBLÈME N° 13

On mesure un flux au galvanomètre balistique. La bobine sonde employée comprend 100 spires ayant chacune une surface de 5 cm^2 et sa résistance est de $12,5 \Omega$. Le retrait de cette bobine du champ à mesurer provoque une élévation du spot du galvanomètre de 16 divisions.

La décharge d'un condensateur étalon de $32 \mu\text{F}$, primitivement chargé sous une tension de 150 V , provoque sur le galvanomètre une élévation de 20 divisions. Sachant que la résistance du galvanomètre est de $2,5 \Omega$, calculer la valeur en gauss du champ mesuré.

SOLUTION

Le champ a pour valeur $\mathcal{H} = \frac{\Phi}{s}$; Φ , flux en maxwells embrassé par une spire et s , surface en centimètres carrés d'une spire.

Le flux total embrassé par la bobine est $\Phi_t N$, N étant le nombre de spires de la bobine.

Le flux total Φ_t est tiré de la relation :

$$Q_i = \frac{\Phi_b}{\Phi_c} \times Q_c.$$

On a alors : $\Phi_t = Q_b R$ venant de la valeur de Q_b ;

$$Q_b = \frac{\Phi_t}{R}$$

dans lesquelles Φ est en weber; Q , en coulomb et R , la résistance totale du circuit de la bobine qui est la somme de la résistance de la bobine et du galvanomètre.

Nous savons que la quantité d'électricité emmagasinée par un condensateur est : $Q_c = C V$. Nous aurons donc :

Quantité d'électricité emmagasinée par le condensateur :

$$Q_c = 32 \times 150 = 4\,800 \text{ } \mu\text{C}.$$

Quantité d'électricité induite dans la bobine

$$Q_i = \frac{16}{20} \times 4\,800 = \frac{4}{5} \times 4\,800 = 3\,840 \text{ } \mu\text{C} \text{ soit } 0,003\,84 \text{ C}.$$

Résistance totale du circuit de la bobine : $R = 12,5 + 2,5 = 15 \text{ } \Omega$.

Flux total : $\Phi_t = 0,003\,84 \times 15 = 0,057\,6 \text{ Wb}$ ou $5\,760\,000 \text{ Mx}$.

Flux dans une spire

$$\Phi = \frac{5\,760\,000}{100} = 57\,600 \text{ Mx}.$$

Valeur du champ :

$$\mathcal{H} = \frac{57\,600}{5} = \boxed{11\,520 \text{ Gs}}.$$

Réponse. — Le champ mesuré a pour valeur **11 520 Gs**.

27° Fluxmètre de Grassot.

La mesure plus rapide des champs magnétiques peut être effectuée directement au *fluxmètre de Grassot*. C'est un appareil à cadre mobile (fig. 74) dont l'équipage mobile est extrêmement léger et très peu résistant.

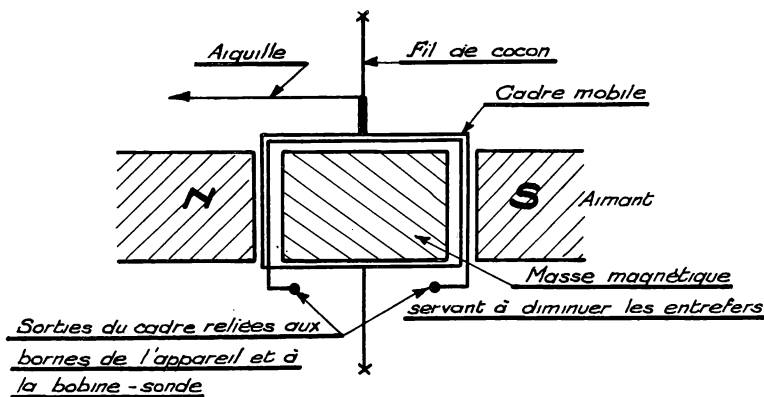


FIG. 74. — Fluxmètre de Grassot.

L'équipage mobile ne comporte pas de système antagoniste pour équilibrer la force électromagnétique agissant sur lui, car sa déviation est fonction de la quantité d'électricité qui y circule; cet équipement est suspendu par des *fils de cocon* , très fins, dont le couple de torsion peut être considéré comme nul. Cette suspension entraîne une très grande fragilité de l'appareil.

Le fluxmètre doit être parfaitement horizontal lors de la mesure, et cette position est obtenue par le réglage de trois vis calantes placées sur le boîtier, qui comporte également un niveau à bulle d'air permettant de vérifier l'horizontalité.

La bobine sonde étant placée dans le flux à mesurer, on amène l'aiguille du fluxmètre au zéro de la graduation, ce zéro se trouvant au milieu pour rendre la mesure plus rapide, car on ne peut savoir à l'avance le sens de déviation dépendant de la position de la bobine sonde et du sens du flux. A chaque mesure, l'aiguille doit être ramenée au zéro, car, étant donné l'absence de système antagoniste, elle est folle et s'arrête dans n'importe quelle position. Ce réglage étant effectué, il suffit de retirer la bobine sonde du flux, et l'aiguille dévie en fonction de la quantité d'électricité induite; elle se stabilise immédiatement en face d'une division du cadran directement gradué en gauss.

Les bobines sondes employées doivent être étalonnées avec le fluxmètre et la variation de leurs dimensions permet l'obtention de diverses sensibilités; leur résistance doit être toujours faible pour que la déviation du fluxmètre reste proportionnelle à la quantité d'électricité induite, quelle que soit la durée de la variation du flux embrassé par la bobine sonde.

28° Sondes au bismuth.

La mesure d'un champ magnétique à l'aide de sondes au bismuth est basée sur le fait que la résistivité de ce métal varie suivant la valeur du champ magnétique dans lequel il est placé.

L'évaluation de la valeur du champ magnétique se ramène alors à une simple mesure de résistance.

CHAPITRE XV

AUTO-INDUCTION

LES F. É. M. D'AUTO-INDUCTION

1^o Principe de l'auto-induction.

Réalisons un montage comprenant un solénoïde alimenté par une source à courant continu (fig. 75), un interrupteur en série dans le circuit permettra de couper l'alimentation du solénoïde et un voltmètre en dérivation nous indiquera à tout moment la tension aux bornes du solénoïde. Nous choisirons un voltmètre dont la sensibilité est très grande devant la tension aux bornes de la source, soit par exemple un voltmètre à cadre mobile de 150 V, pour une tension de 12 V.

Fermons doucement l'interrupteur : le solénoïde est alors parcouru par un certain courant I et d'après ce que nous avons vu (p. 27), un flux $\mathfrak{E}$ magnétique de champ $\mathcal{H}$ prendra naissance dans le solénoïde.

Regardons maintenant notre voltmètre : il indique la tension d'alimentation du solénoïde; sans cesser de le regarder, ouvrons brusquement l'interrupteur : au lieu de revenir directement au zéro, l'aiguille va d'abord être lancée presque jusqu'à la fin de la graduation !

Si l'aiguille a été lancée de la sorte, c'est qu'une tension élevée, de durée très courte, est apparue aux bornes du solénoïde; d'où peut venir une telle tension?

Ce phénomène, qui semble bizarre au premier abord, est tout à fait

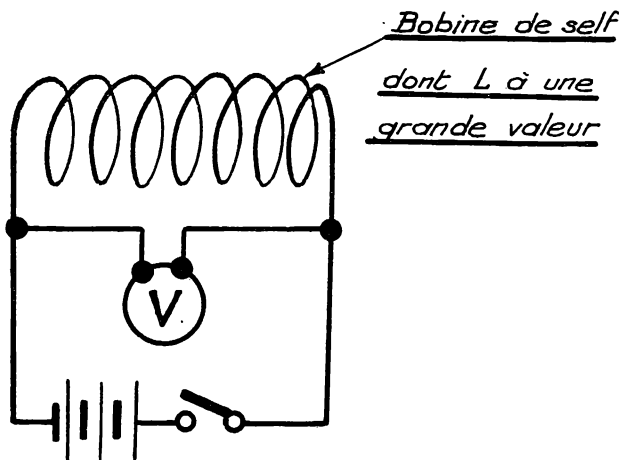


FIG. 75. — Mise en évidence de la f. é. m. de self-induction.

logique; en effet, un solénoïde est constitué d'un certain nombre de spires qui, parcourues par un courant, engendrent un certain flux, et ce flux passe à l'intérieur de toutes les spires. Eh bien, si nous coupons le courant, le flux disparaît, il passe d'une certaine valeur à une valeur nulle, il diminue et les spires qui ont véhiculé le courant servant à créer le flux, subissent maintenant une variation de flux et sont le siège d'une f. é. m. induite qui apparaît sur le voltmètre au moment où l'on ouvre l'interrupteur.

Nous voyons que dans ce cas ce sont les mêmes spires qui ont servi à produire le flux qui sont induites et c'est pour cette raison que ce phénomène est appelé *auto-induction* qui signifie *induction par soi-même*, ou encore *self-induction*, tiré de l'anglais, dont la signification est identique, et qui est plus fréquemment employé par les électriciens.

Lorsqu'une bobine peut engendrer des phénomènes d'auto-induction, on dit que cette bobine a de l'*inductance* ou de la *self*, ou plus simplement, cette bobine est appelée une inductance ou une self.

2^o Coefficient d'auto-induction ou coefficient de self.

Nous avons vu (p. 27), que pour un solénoïde, ou pour une bobine donnée, le champ en un point de son axe a pour expression :

$$\mathcal{H} = \frac{1,25 \text{ N I}}{l}. \quad (1)$$

N et l étant le nombre de spires et la longueur de la bobine, et 1,25 étant un coefficient constant, nous voyons que le champ $\mathcal{H}$ est proportionnel au courant I circulant dans la bobine.

Nous pourrions alors calculer le flux passant à l'intérieur de la bobine, en nous rappelant que $\Phi = \mathcal{H} s$ (p. 24).

En remplaçant $\mathcal{H}$ par sa valeur (1), nous aurons :

$$\Phi = \frac{1,25 \text{ N I}}{l} \times s.$$

s étant la surface interne de la bobine, nous voyons que le flux Φ est aussi proportionnel au courant I.

En groupant tous les termes constants, dans la relation précédente, nous obtiendrons :

$$\Phi = \frac{1,25 \text{ N } s}{l} \times \text{I}.$$

Le terme constant $\frac{1,25 \text{ N } s}{l}$ est le coefficient de proportionnalité liant le flux engendré par le solénoïde au courant qui l'alimente.

Partant de cela, nous pouvons calculer le flux total embrassé par la bobine, puisque ce flux total est égal au produit du flux passant dans une spire par le nombre de spires (p. 63); nous aurons :

$$\Phi_t = \Phi \text{ N}.$$

Et en remplaçant Φ par sa valeur obtenue précédemment :

$$\Phi_t = \frac{1,25 \text{ N } s}{l} \times \text{I} \times \text{N}.$$

N étant toujours constant, nous pouvons le faire entrer dans le coefficient de proportionnalité; il viendra :

$$\Phi_t = \frac{1,25 N^2 s}{l} \times I. \quad (2)$$

Ce nouveau coefficient de proportionnalité, qui lie le *flux total embrassé* par la bobine au courant créant ce flux, est le *coefficient d'auto-induction* ou *coefficient de self* de la bobine.

Le coefficient de self d'une bobine se désigne par L et si nous voulons calculer le flux total embrassé par une bobine dont le coefficient de self est L et qui est parcourue par un courant I, nous aurons :

$$\Phi_t = L I. \quad (3)$$

3° Unité de coefficient de self.

L'unité de coefficient de self est le *henry* (H), qui peut être défini en partant de la relation précédente (3).

Si dans la relation

$$\boxed{\Phi_t = L I}$$

nous faisons $\Phi = 1$ Wb et $I = 1$ A, nous aurons $L = 1$ H : comme on emploie le weber comme unité de flux, cette relation est donc du système M. K. S. La définition du henry viendra alors d'elle-même :

DÉFINITION : Le henry est le coefficient de self d'une bobine qui, parcourue par un courant de 1 A, embrasse un flux total de 1 Wb.

Le sous-multiple du henry est le *microhenry* (μ H) qui vaut 1 millionième de henry : $1 \text{ H} = 10^6 \mu \text{ H}$ et $1 \mu \text{ H} = 1/10^6 \text{ H}$.

Si nous voulions obtenir la valeur en maxwells du flux embrassé par une bobine, en appliquant la relation précédente, il nous suffira de multiplier le résultat par 10^8 , puisque le maxwell est 10^8 fois plus petit que le weber, et que par conséquent le nombre exprimant un flux en maxwells devra être 10^8 fois plus grand que le nombre exprimant le même flux en webers.

PROBLÈME N° 14

Une bobine dont le coefficient de self est de $250 \mu \text{H}$ et dont la résistance est de 24Ω est alimentée par une tension de 120 V .

Quelle est en maxwells la valeur du flux total qu'elle embrasse.

SOLUTION

Le flux total embrassé par une bobine est donné par la relation

$$\Phi_t = L I$$

dans laquelle Φ est le flux total en weber; L, son coefficient de self en henry et I, le courant en ampères qui la traverse.

La valeur de ce courant est donnée par la loi d'Ohm :

$$I = \frac{U}{R},$$

I, en ampères; U, tension appliquée en volts et R, résistance en ohms.

Valeur du courant dans la bobine :

$$I = \frac{120}{24} = 5 \text{ A.}$$

Valeur du flux total embrassé : L étant de $\frac{250}{10^6} = 0,000\ 25 \text{ H}$,

$$\Phi_t = 0,000\ 25 \times 5 = 0,001\ 25 \text{ Wb.}$$

Soit en maxwells :

$$0,001\ 25 \times 10^8 = \boxed{125\ 000 \text{ Mx}}.$$

Réponse. — Le flux total embrassé par la bobine est de **125 000 Mx**.

4^o Calcul du coefficient de self d'une bobine.

Reprenons la relation (2) (§ 2^o) : $\Phi_t = \frac{1,25 N^2 s}{l} \times I$; cette relation venant de $\mathcal{H} = \frac{1,25 N I}{l}$ est du système C. G. S. et comme il n'existe pas d'unité C. G. S. de coefficient de self, nous allons transformer la relation (2) pour que nous puissions lui appliquer le système M. K. S.

Φ_t est ici en maxwells, pour l'exprimer en webers, il faut diviser le second membre par 10^8 .

$$\Phi_t = \frac{1,25 N^2 s}{10^8 l} \times I.$$

s étant en centimètres carrés, si nous l'exprimons en mètres carrés, il faudra multiplier par 10^4 le nombre qui l'exprime pour ne pas changer le résultat

$$\Phi_t = \frac{1,25 N^2 s 10^4}{10^8 l} \times I.$$

l étant en centimètres, si nous l'exprimons en mètres, il faudra multiplier par 10^2 le nombre qui l'exprime pour ne pas changer le résultat :

$$\Phi_t = \frac{1,25 N^2 s 10^4}{10^8 l 10^2} \times I.$$

Simplifions les puissances de 10 il viendra :

$$\Phi_t = \frac{1,25 N^2 s}{10^6 l} \times I. \quad (1)$$

Nous avons obtenu là l'expression du *flux total* embrassé par la bobine, en adoptant le système M. K. S. dans laquelle le flux est en weber, la surface en mètre carré et la longueur en mètre.

Comme nous avons $\Phi_t = L I$ (§ 2) (3), nous pouvons remplacer dans (1) Φ_t par sa valeur :

$$L I = \frac{1,25 N^2 s}{10^6 l} \times I.$$

Divisons les deux termes par I , pour avoir la valeur de L :

$$L = \frac{1,25 N^2 s}{10^6 l}.$$

Pour ramener cette relation aux dimensions simples de la bobine, remplaçons s par sa valeur en fonction du diamètre $s = \frac{\pi D^2}{4}$:

$$L = \frac{1,25 N^2 D^2 \pi}{10^6 \cdot 4 l}.$$

En considérant que le facteur 1,25 vient de $\frac{4\pi}{10}$ et le remplaçant par sa valeur, nous aurons :

$$L = \frac{4 \pi N^2 D^2 \pi}{10 \times 10^6 4 l}.$$

Ce qui nous donne finalement en simplifiant :

$$L = \frac{\pi^2 D^2 N^2}{10^7 l}$$

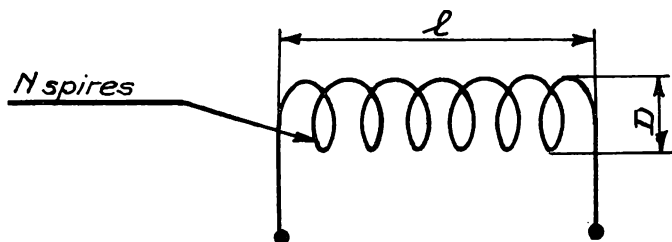
dans laquelle nous obtenons L en henrys, avec D le diamètre de la bobine en mètre et l sa longueur en mètre également (fig. 76).

D'après cette relation, nous voyons que le coefficient de self d'une bobine ne dépend uniquement que de ses dimensions physiques, diamètre, longueur et nombre de spires, il ne dépend pas du courant qui y circule, ni de sa résistance variable avec la section et la nature du conducteur qui la constitue.

Cette relation n'est exacte que pour une bobine ne comportant qu'une seule couche de conducteur, elle devra être modifiée dans le cas de bobines ayant plusieurs couches.

PROBLÈME N° 15

Quel diamètre en millimètres doit-on donner à une bobine composée de 75 spires uniformément réparties sur une longueur de 100 mm pour que son coefficient de self, soit de 271,755 3 μH ?



$$L = \frac{\pi^2 D^2 N^2}{10^7 l}$$

FIG. 76. — Détermination du coefficient de self d'une bobine.

SOLUTION

Le diamètre à donner à la bobine peut être tiré de la relation

$$L = \frac{\pi^2 d^2 N^2}{10^7 l}$$

on a

$$d = \sqrt{\frac{10^7 l L}{\pi^2 N^2}}$$

dans laquelle nous avons d , en mètres; l , longueur de la bobine en mètres; L , coefficient de self en henrys et N , nombre de spires.

La longueur de la bobine est de 100 mm, soit 0,1 m.

Son coefficient de self est de 271,755 3 μH = 0,000 271 755 3 H.

Diamètre de la bobine :

$$d = \sqrt{\frac{10^7 \times 0,1 \times 0,000\,271\,755\,3}{3,14 \times 3,14 \times 75 \times 75}}$$

$$d = \sqrt{\frac{271,755\,3}{9,859\,6 \times 562\,5}} = \sqrt{\frac{271,755\,3}{55\,460,25}} = \sqrt{0,004\,9} = 0,07 \text{ m.}$$

Soit en millimètres $0,07 \times 1\,000 = 70 \text{ mm}$.

Réponse. — Le diamètre à donner à la bobine est de **70 mm**.

5° Valeur de la f. é. m. de self-induction.

La valeur de la f. é. m. de self est donnée par la même relation que la f. é. m. induite :

$$E = \frac{d\Phi}{dt}$$

C'est toujours le quotient d'une variation de flux par la durée de cette variation; autrement dit, c'est la vitesse de variation du flux.

Nous voyons donc que la f. é. m. de self sera d'autant plus grande que le flux embrassé par la bobine sera plus grand, et que la disparition de ce flux sera plus rapide, c'est-à-dire que le courant sera coupé plus rapidement.

PROBLÈME N° 16

Quelle est en volts la valeur de la f. é. m. de self dans une bobine dont le coefficient de self est de 2 mH et dont la résistance est de 15 Ω , quand branchée sous une tension de 120 V, on coupe le courant qui l'alimente en 1/200 de seconde?

SOLUTION

La f. é. m. d'auto-induction nous est donnée par la relation :

$$E = \frac{d\Phi}{dt}$$

dans laquelle E est en volts; $d\Phi$, est la variation du flux en webers et dt , la durée de la coupure du courant en secondes.

Le flux passe de sa valeur $L I$ (L coefficient de self en henrys et I , courant dans la bobine en ampères) à une valeur nulle : sa variation est donc égale à $L I$.

Le coefficient de self de la bobine est de 20 mH, soit 0,02 H.

Le courant dans la bobine est

$$I = \frac{U}{R}.$$

Courant dans la bobine :

$$I = \frac{120}{15} = 8 \text{ A.}$$

Valeur du flux : $\Phi = 0,02 \times 8 = 0,16 \text{ Wb.}$

F. é. m. d'auto-induction :

$$E = \frac{0,16}{\frac{1}{200}} = 0,16 \times 200 = \boxed{32 \text{ V}}.$$

Réponse. — La f. é. m. d'auto-induction dans la bobine est de **32 V**.

6° Établissement du courant dans une inductance.

Lorsqu'on ferme le circuit d'une self, le courant ne s'établit pas instantanément, il met un certain temps, plus ou moins court, à atteindre sa valeur normale déterminée par la loi d'Ohm : $I = \frac{U}{R}$, U étant la tension d'alimentation de la self et R sa résistance.

Ce fait peut être mis en évidence de la façon suivante : une source à courant continu alimentera par l'intermédiaire d'un inverseur, soit une résistance de valeur R ne présentant pas de self, soit une self dont le coefficient de self L est élevé, mais dont la résistance soit également R ; le courant dans ces deux organes aura par conséquent même valeur, et cette valeur pourra être mesurée par un ampèremètre à cadre mobile placé en série entre la source et l'inverseur (fig. 77).

Lorsqu'on ferme l'inverseur dans la position A, sur la résistance, on voit l'aiguille de l'ampèremètre lancée brusquement bien au-delà de la division indiquant la valeur du courant, sur laquelle elle revient ensuite se stabiliser.

Au contraire, lorsqu'on ferme l'inverseur dans la position B, sur la self, l'aiguille de l'ampèremètre, après avoir quitté le zéro rapidement, vient lentement à sa position de stabilisation sans osciller et sans dépasser la valeur de l'intensité.

Ceci nous montre bien que dans le cas de la self, le courant met un peu plus de temps pour atteindre sa valeur normale.

Pour comprendre ce qui se passe, nous allons diviser la période d'établissement du courant en espaces de temps très petits, qui dureront chacun un dixième de seconde par exemple.

Pendant le premier dixième de seconde, à partir de l'instant précis où nous fermons l'inverseur, les électrons vont commencer à circuler dans le circuit, mais ils ne se mettront pas tous en route immédiatement, et les premiers à démarrer seront ceux qui sont les moins bien maintenus sur leurs atomes. Donc, pendant ce premier dixième de seconde, une partie seulement des électrons qui doivent circuler progresse dans le circuit et

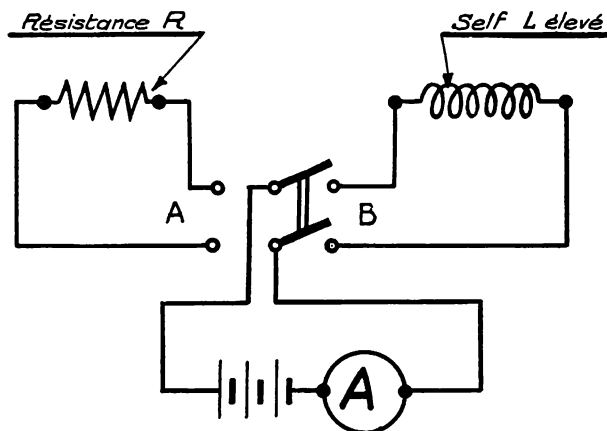


FIG. 77. — Comparaison de la durée d'établissement du courant dans une résistance et dans une self.

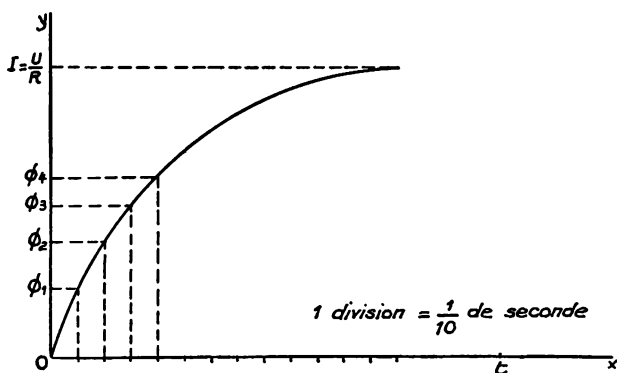


FIG. 78. — Établissement du courant dans une self :
le courant augmente vite au début, puis de plus en plus lentement.

par conséquent dans la bobine (fig. 78) dans laquelle ils engendrent un flux Φ_1 . Primitivement la bobine n'embrassait aucun flux, elle a donc subi une variation de flux qui produit à l'intérieur d'elle-même une f. é. m. induite qui, d'après la loi de Lenz, sera de sens opposé à la cause qui l'a produite, c'est-à-dire au sens du courant et au sens de la tension qui le crée : par rapport à cette tension la f. é. m. induite sera une *force contre-électromotrice*. Nous nous trouvons alors dans le cas de la loi d'Ohm généralisée (Vol. II, p. 16) et tout se passe comme si la tension d'alimentation était plus petite qu'elle n'est en réalité, et pendant ce premier dixième de seconde le courant a pour valeur : $i_1 = \frac{U - e_1}{R}$, U étant la tension d'alimentation, R la résistance du circuit et e_1 la f. é. m. induite à cet instant, qui a aussi pour valeur : $e_1 = \frac{\Phi_1}{dt}$, dt valant comme nous l'avons admis un dixième de seconde.

Pendant le second dixième de seconde, que va-t-il se passer? Au début, le flux étant Φ_1 , il n'y aura pas de f. c. é. m. induite et le courant va tendre à prendre sa valeur normale $\frac{U}{R}$ et à augmenter, à la fin de ce second dixième de seconde sa valeur sera plus grande et le flux qu'il produira sera alors Φ_2 ; la bobine aura encore subi une variation de flux qui sera de $\Phi_2 - \Phi_1$. Cette différence sera plus petite que Φ_1 , l'augmentation du courant pendant le second dixième de seconde étant plus petite que l'augmentation du courant pendant le premier dixième de seconde, pendant lequel le courant était passé de 0 à i_1 . A la fin du second dixième de seconde le courant aura pour valeur :

$$i_2 = \frac{U - e_2}{R} \quad \text{et} \quad e_2 = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{dt}$$

dt étant toujours égal à un dixième de seconde. Par conséquent, comme la différence $\Phi_2 - \Phi_1$ est plus petite que Φ_1 , autrement dit comme la variation de flux est plus petite pendant le second dixième de seconde que pendant le premier, la f. é. m. induite sera plus petite également, et le courant à la fin du second dixième de seconde sera plus grand qu'à la fin du premier : c'est ce que montre la courbe du courant (qui est en même temps celle du flux, à l'échelle près, puisque le flux est proportionnel au courant) en fonction du temps. On voit sur cette courbe que plus le temps augmente, plus l'augmentation du courant et du flux est petite pendant chaque dixième de seconde; le courant augmente de plus en plus lentement pour atteindre finalement sa valeur maximum $\frac{U}{R}$.

Nous voyons donc que c'est le flux engendré par le passage du courant qui retarde l'établissement de celui-ci, ce qui nous permet de dire que, pour un courant instantané donné, plus le flux sera grand, plus la durée d'établissement du courant sera longue; autrement dit, plus le coefficient de self de la bobine sera important, plus le courant mettra de temps à atteindre sa valeur normale ainsi que le montre la seconde courbe (fig. 79).

Dans le cas où la bobine aurait un coefficient de self plus faible, le courant s'établirait plus rapidement (fig. 80).

La représentation par une courbe de la variation d'une grandeur en

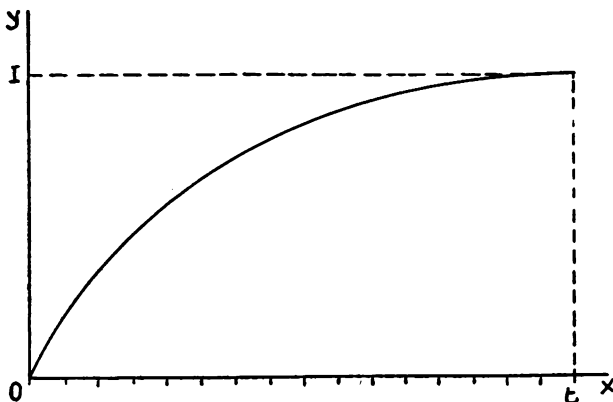


FIG. 79. — Établissement du courant dans une self dont le coefficient L est beaucoup plus grand : la durée d'établissement est plus grande, 10/10 de seconde.

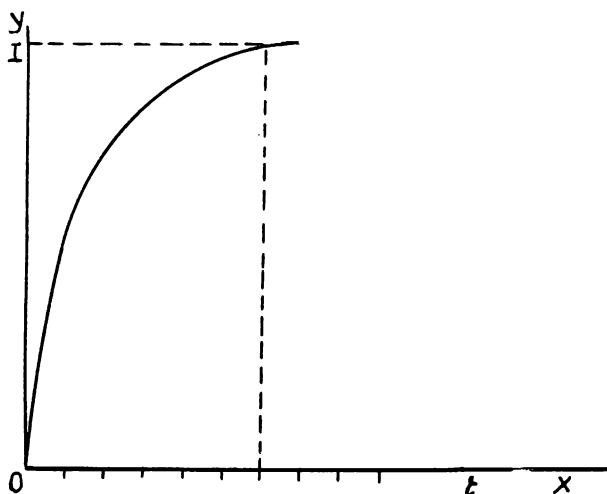


FIG. 80. — Établissement du courant dans une self dont le coefficient L est petit : le courant s'établit beaucoup plus rapidement, 6/10 de seconde.

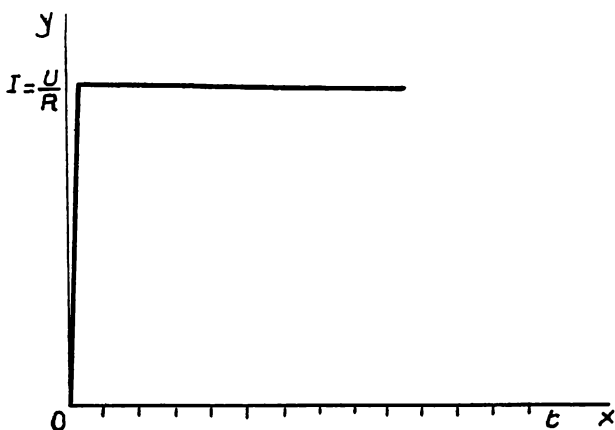


FIG. 81. — Établissement du courant dans une résistance ou dans une bobine dont le coefficient de self est nul.

fonction de la variation d'une autre grandeur (ici la variation du courant en fonction du temps) est un moyen qui permet *de voir* la variation de la grandeur considérée. Les valeurs successives de cette grandeur sont portées à une certaine échelle sur la verticale OY qui porte le nom d'*ordonnée*, et les valeurs successives de la seconde grandeur, dont dépend la première, sont portées également à une certaine échelle sur l'horizontale OX appelée l'*abscisse*. L'ensemble des deux droites OY et OX constitue les *coordonnées rectangulaires* (parce qu'elles se coupent à angle droit) de la courbe, et leur point d'intersection O est l'origine de cette courbe.

Si nous considérons le cas où le coefficient de self de la bobine est nul,

c'est-à-dire dans le cas où cette bobine se comporte comme une simple résistance, le courant s'établit immédiatement suivant une droite presque parallèle à l'ordonnée (fig. 81).

Une bobine ayant un coefficient de self nul peut être constituée en bobinant un certain nombre de spires dans un sens, puis en bobinant le même nombre de spires dans le sens inverse (fig. 82); les deux parties de la bobine sont parcourues par le même courant, et pour cette raison produisent le même flux, mais les flux sont alors de sens opposés puisque les deux parties sont bobinées en sens contraires, et ils s'annulent. Comme nous savons que $\Phi = L I$, si $\Phi = 0$, $L = 0$.

7° Énergie emmagasinée sous forme de flux dans une self.

Lorsque le courant a atteint sa valeur maximum, la bobine embrasse un certain flux et ce flux représente une certaine énergie, puisque lors de sa disparition il engendre une f. é. m. de self-induction pouvant produire un certain courant et dissiper de l'énergie sous forme de chaleur dans le circuit. Cette énergie emmagasinée par la bobine sous forme de flux ne peut venir que de la source qui l'alimente, et nous allons nous proposer de calculer la valeur de cette énergie, ce qui nous montrera également les termes dont elle dépend.

Partons de l'expression du courant à un instant très petit pendant sa période d'établissement, nous avons :

$$i = \frac{U - e}{R}.$$

U étant la tension d'alimentation, R la résistance totale du circuit et e la f. é. m. de self induite à cet instant.

Multiplions les deux membres par R , il vient :

$$R i = U - e.$$

Multiplions les deux membres par i :

$$R i^2 = U i - e i.$$

Multiplions les deux membres par t qui est la durée de l'instant considéré :

$$R i^2 t = U i t - e i t.$$

Faisons passer $e i t$ dans le premier membre :

$$R i^2 t + e i t = U i t.$$

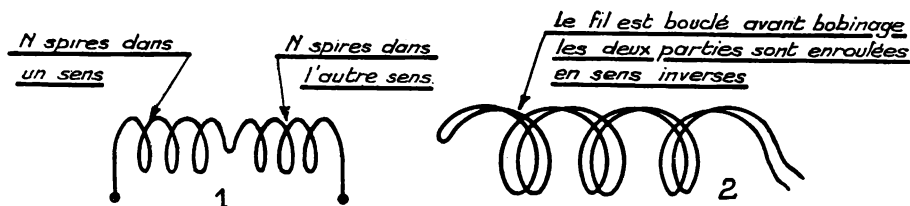


FIG. 82. — (1) Enroulement d'une bobine à coefficient de self nul. On peut aussi plier le fil en deux avant de faire le bobinage (2).

U $i t$, énergie totale fournie par la source pendant le temps t est égale à la somme de $R i^2 t$, énergie dissipée sous forme de chaleur dans le circuit et de $e i t$ qui est l'énergie emmagasinée sous forme de flux dans la self, pendant l'instant très court considéré; si nous désignons par w cette énergie instantanée, nous aurons :

$$w = e i t.$$

Nous pouvons remplacer e par sa valeur, puisque $e = \frac{\Phi}{t}$ dans laquelle Φ est la variation du flux pendant l'instant t

$$w = \frac{\Phi}{t} \times i t.$$

Pendant cet instant t , la variation du flux Φ est égale à $L i$, produit du coefficient de self par l'accroissement du courant et en remplaçant Φ par sa valeur, nous aurons :

$$w = \frac{L i}{t} \times i t.$$

Ce qui nous donne en simplifiant :

$$w = L i^2.$$

L'énergie totale emmagasinée sous forme de flux pendant toute la durée de l'établissement du courant sera égale à la somme de toutes les énergies instantanées emmagasinées pendant cette durée. A l'origine de l'établissement l'énergie emmagasinée est nulle puisque le courant est encore nul, et à la fin de l'établissement, le courant ayant atteint la valeur I l'énergie emmagasinée est $W = L I^2$; pendant la période d'établissement du courant l'énergie emmagasinée passe donc d'une valeur nulle à la valeur $L I^2$, et on peut admettre que la valeur moyenne de l'énergie emmagasinée pendant toute la période d'établissement du courant est alors égale à :

$$W = 1/2 L I^2.$$

Cette relation nous permettra de calculer la valeur de l'énergie emmagasinée *en joules*, connaissant le coefficient de self *en henrys* et la valeur maximum atteinte par le courant en ampères, I étant toujours égal à $\frac{U}{R}$.

PROBLÈME N° 17

Quelle est en microjoules l'énergie emmagasinée sous forme de flux par une bobine formée de 100 spires de 80 mm de diamètre et ayant pour longueur 120 mm, quand elle est parcourue par un courant de 10 A ?

SOLUTION

L'énergie emmagasinée par une bobine sous forme de flux est donnée par la relation : $W = 1/2 L I^2$ dans laquelle W est en joules; L , le coefficient de self en henrys et I , le courant en ampères. Si nous exprimons L en microhenrys, nous obtiendrons directement W en microjoules.

Le coefficient de self d'une bobine a pour expression :

$$L = \frac{\pi^2 d^2 N^2}{10^7 l}$$

L , en henrys; d , diamètre de la bobine en mètres; N , nombre de spires et l , longueur de la bobine en mètres.

Coefficient de self de la bobine :

$$L = \frac{3,14 \times 3,14 \times 0,08 \times 0,08 \times 100 \times 100}{10^7 \times 0,12}.$$

$$L = \frac{9,859\,6 \times 0,006\,4 \times 10^4}{10^7 \times 0,12} = \frac{9,859\,6 \times 64}{10^5 \times 12} = \frac{52,584\,5}{10^5} \text{ H.}$$

Soit en microhenrys :

$$\frac{52,548\,5}{10^5} \times 10^6 = 525,845 \text{ } \mu\text{H.}$$

Énergie emmagasinée en microjoules :

$$W = \frac{525,845 \times 10 \times 10}{2} = \frac{52\,584,5}{2} = \boxed{26\,292 \text{ } \mu\text{J}}.$$

Réponse. — L'énergie emmagasinée sera de **26 292 μJ** .

8° Libération d'énergie lors de la coupure du courant.

Lorsqu'on coupe le courant d'alimentation d'une self, le flux embrassé par la bobine disparaît et cette bobine est le siège d'une f. é. m. de self-induction, puisqu'elle est soumise à une variation de flux; cette f. é. m. crée dans le circuit un *courant de self* qui tend à prolonger le courant primitif, et qui est par conséquent de même sens.

Le courant de self engendre entre les points de coupure du circuit un arc très chaud, car cet arc est plus résistant que le reste du circuit et nous savons que dans une portion de circuit la quantité de chaleur dégagée a pour valeur : $Q_c = 0,24 R I^2 t$ (Vol. I, p. 93).

C'est dans cet arc très chaud que se dissipe sous forme de chaleur l'énergie primitivement emmagasinée sous forme de flux magnétique dans la bobine; on dit que lors de la coupure du courant dans une self, l'arc de rupture est dû à l'*extra-courant de rupture* de la self.

Les arcs dus aux extra-courants de rupture sont à éviter, car ils dégagent une grande quantité de chaleur, ce qui entraîne une détérioration rapide, par fusion, des pièces de l'interrupteur entre lesquelles ils se produisent.

9° Surtensions dues à la coupure d'une self.

Lors de la coupure du courant dans une self, la disparition du flux engendre une f. é. m. de self-induction dont la valeur est :

$$e = \frac{\Phi}{t}.$$

Le flux dépend de la valeur du coefficient de self de la bobine et du courant qui y circule, ce courant dépendant lui-même de la résistance de la bobine et de la tension qui lui est appliquée.

D'après la relation donnant la valeur de la f. é. m. de self, nous voyons que pour un flux donné, la f. é. m. de self est d'autant plus grande que la durée de la coupure du courant est plus petite. Pour des coupures très rapides, la f. é. m. de self peut atteindre une *très grande* valeur, par rapport à celle de la tension sous laquelle la bobine doit fonctionner normalement; cette f. é. m., qui tend à prolonger le courant quand on le coupe (loi de Lenz), et qui est par conséquent de même sens que la tension appliquée, constitue une *surtension* qui peut être dangereuse, car elle existe aux bornes mêmes de la bobine et l'isolant des spires entre elles est soumis à cette surtension, pour laquelle il n'a pas toujours été prévu et peut être perforé et mis hors d'usage.

La grandeur des surtensions dues à l'extra-courant de rupture peut être mise en évidence en branchant aux bornes du contact d'une sonnerie trembleuse une petite lampe au néon. Ces petites lampes, qui sont utilisées comme lampes témoins d'allumage d'une installation, parce que leur consommation est négligeable, ont la propriété de ne pouvoir s'allumer que si la tension à leurs bornes atteint une soixantaine de volts; supposons que la tension aux bornes de la sonnerie ne soit que de 6 V, si nous fermons l'interrupteur A et que nous maintenons le marteau contre le timbre, à la main, cette tension de 6 V existera aux bornes du rupteur B qui sera ouvert; la lampe au néon aura aussi à ses bornes cette tension de 6 V, et elle ne s'illuminera pas. Si nous lâchons le marteau, la sonnerie tinte et la lampe au néon s'illumine, ce qui nous montre que l'extra-courant de rupture est produit par une surtension d'au moins 60 V, ce qui représente au moins dix fois la tension normale d'alimentation (fig. 83).

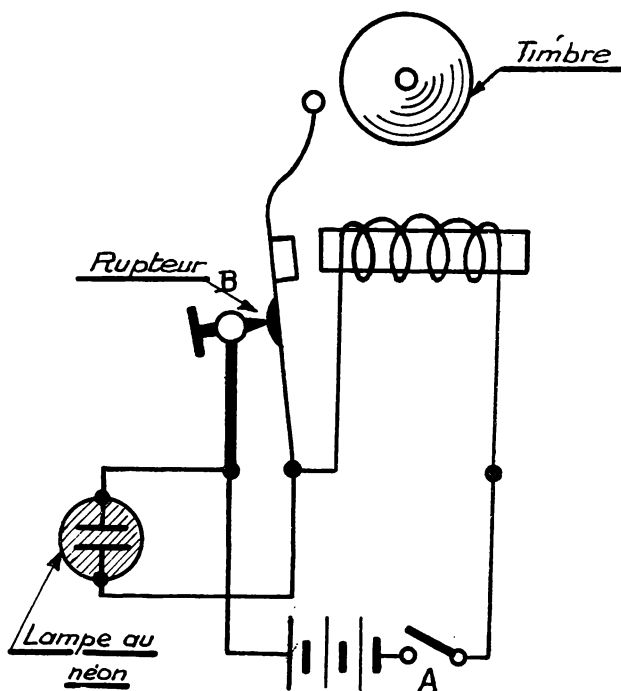


FIG. 83. — La lampe s'illumine, bien que la tension d'alimentation de la sonnerie ne soit que de 6 V d'où surtension au moins égale à dix fois la tension.

Les surtensions dues aux effets de self peuvent atteindre cent et même mille fois la tension normale d'alimentation. En plus des dégâts matériels, les surtensions peuvent présenter des *dangers d'électrocution*.

Pour préserver les pièces de contact des interrupteurs des arcs chauds qui les détériorent, on peut penser à faire disparaître cet arc rapidement en employant des interrupteurs à rupture brusque, mais alors, on diminue considérablement la durée de la coupure du courant et on augmente d'autant la f. é. m. de self-induction, ce qui risque de détériorer les isolants (fig. 84).

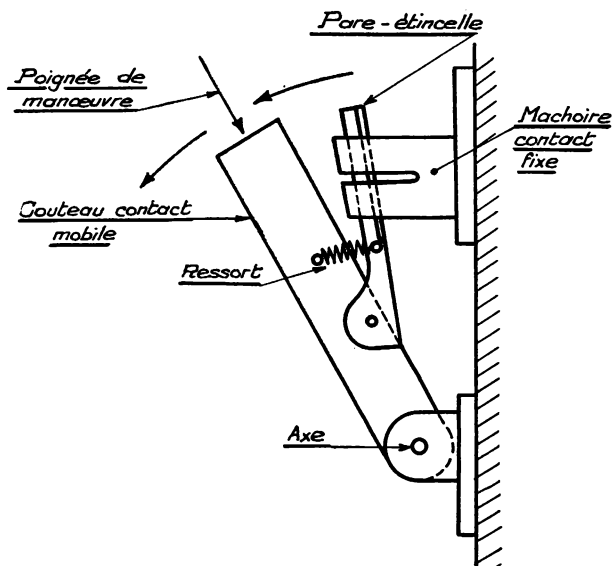


FIG. 84. — Interrupteur à rupture brusque : le couteau sort d'abord de la mâchoire, le pare-étincelle s'écarte du couteau, puis sa partie inférieure butte sur celui-ci, il se trouve entraîné et au moment où il sort à son tour de la mâchoire, le ressort lui fait brutalement quitter celle-ci.

10° Absorption de l'extra-courant de rupture.

L'extra-courant de rupture transporte l'énergie emmagasinée sous forme de flux magnétique dans la self, et cette énergie, lors de sa libération, ayant des effets destructifs, il peut être intéressant d'éviter qu'elle ne soit libérée quand on coupe le circuit.

D'une façon comme d'une autre, cette énergie doit évacuer la self, et si l'on ne veut pas qu'elle se libère, il faut la canaliser et l'enfermer ailleurs; il faut pour cela disposer d'un organe susceptible d'emmagasiner de l'énergie électrique.

Nous avons déjà fait connaissance avec cet organe : c'est un condensateur; et comme l'énergie se libère sur les contacts de l'interrupteur, nous le brancherons en parallèle aux bornes de cet interrupteur (fig. 85). Lorsque l'interrupteur est fermé, le condensateur est en court-circuit et se trouve par conséquent déchargé; quand on ouvre l'interrupteur, le condensateur est soumis à la f. é. m. de self et à la tension de la source : il se charge en absorbant l'énergie électrique primitivement contenue sous forme d'énergie magnétique dans la self; l'extra-courant de rupture sert alors à véhiculer

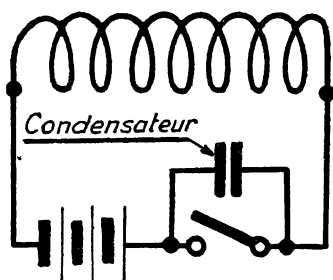


FIG. 85. — Absorption de l'extra-courant de rupture par un condensateur.

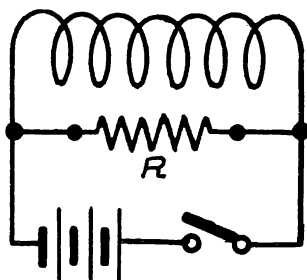


FIG. 86. — Absorption de l'extra-courant de rupture par une résistance R .

cette énergie dans le condensateur, et n'apparaît pas sur les pièces de contact : l'arc n'a plus lieu, ce qui supprime les détériorations thermiques, mais la vitesse de disparition du flux est considérablement accrue ainsi que la f. é. m. de self.

11° Coupure des circuits inductifs.

Deux conditions sont à réaliser pour couper normalement un circuit comprenant une self :

A) L'arc de rupture doit être de faible importance et doit avoir une durée très courte (fusion des pièces de contact);

B) La f. é. m. de self doit avoir une valeur inférieure à la tension pour laquelle les isolants ont été prévus. Pour cette raison, les interrupteurs à rupture brusque ne sont pas toujours à recommander.

L'emploi d'un condensateur entraîne la création d'une f. é. m. trop grande pour être admissible, et comme ce moyen est le seul pour emmagasiner l'énergie libérée, il faut alors diriger cette énergie et la libérer sur un

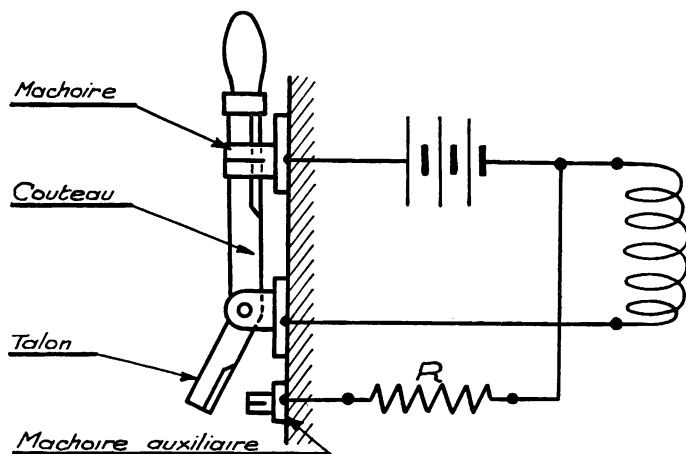


FIG. 87. — Montage d'un interrupteur à talon.

organe qui pourra la dissiper sans dégâts. Il suffit d'employer une résistance pour cette opération.

Le moyen le plus simple est de brancher en permanence la résistance aux bornes de la self, la f. é. m. de self sera ainsi appliquée directement aux bornes de la résistance (fig. 86), mais dans ce cas, tant que la self est alimentée, la résistance dissipe de l'énergie en pure perte, puisqu'elle se trouve sous tension en même temps que la self.

Pour éviter cet inconvénient, il faudrait brancher la résistance une fraction de seconde avant d'ouvrir l'interrupteur, ce qui est possible; et rendu facile grâce à l'emploi d'un *interrupteur à talon* dont le couteau auxiliaire ou talon vient en contact avec sa mâchoire avant que le couteau principal ait quitté la sienne (fig. 87). L'énergie emmagasinée dans la self se dissipe alors dans la résistance de l'interrupteur à talon, appelée « *résistance de décharge* ».

APPLICATIONS DES PHÉNOMÈNES DE SELF

12° Allumeurs électriques.

Les allumeurs électriques sont basés sur l'importance de l'extra-courant de rupture d'un circuit selfique, et sur la chaleur dégagée par l'arc de rupture de ce circuit.

Bien que leur tension de fonctionnement puisse être très faible, ils fournissent toujours une surtension importante à la rupture de leur circuit et leur arc de rupture est utilisé pour enflammer une mèche imbibée d'essence.

Ils comportent une bobine de self pouvant posséder un noyau de fer pour concentrer le flux et l'arc se produit au contact du porte-mèche sur deux peignes, le frottement du porte-mèche sur ceux-ci ferment le circuit à chaque fois qu'il passe sur les pointes (fig. 88).

Pour que le courant ait le temps d'atteindre une valeur suffisante, il faut passer le tube porte-mèche assez lentement sur les dents, puisque nous savons que l'énergie emmagasinée est proportionnelle au carré du courant dans la self : $W = \frac{1}{2} L I^2$.

Des allume-gaz sont aussi basés sur ce principe; l'interrupteur est une sorte de pince isolée qui maintient toujours le circuit ouvert. Il suffit d'appuyer sur les poignées pour établir le courant, et l'arc d'allumage jaillit lorsqu'on relâche la pression (fig. 89).

13° Allumage des moteurs à explosions.

L'allumage du mélange gaz d'essence et air dans les moteurs d'automobiles est obtenu par un arc électrique jaillissant entre deux pointes; ces deux électrodes, leur isolant et le système de montage de l'ensemble sur le moteur constitue la *bougie*.

Une bobine avec noyau de fer possède un premier enroulement, comportant un nombre de spires relativement petit, qui est alimenté par une tension de 6 ou 12 V. Autour de ce premier enroulement est bobiné un second enroulement constitué par un grand nombre de spires. Le premier enroulement est chargé de produire le flux magnétique et de le supprimer chaque fois que l'étincelle doit jaillir (fig. 90).

Le nombre de spires du second enroulement étant très grand, le flux total qu'il embrasse est aussi très grand, et quand le courant est coupé dans le premier enroulement,

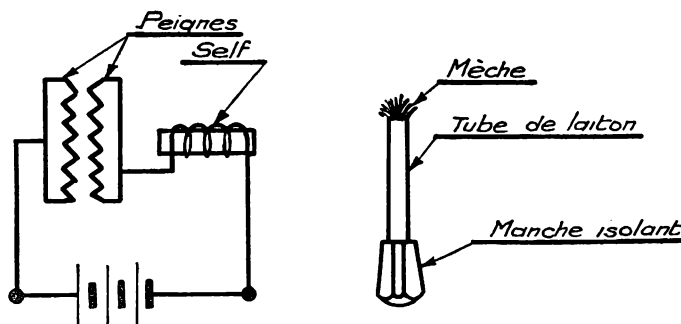


FIG. 88. — Allumeur électrique.

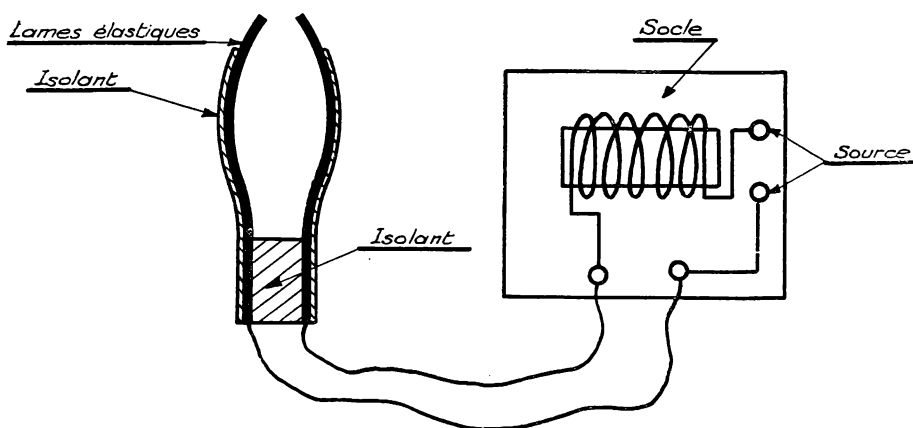


FIG. 89. — Allume-gaz électrique.

le flux disparaît et le second enroulement est le siège d'une *f. é. m.* induite très importante. Pour que la valeur de cette *f. é. m.* induite soit la plus grande possible, le rupteur commandant le premier circuit est shunté par un condensateur, ce qui augmente considérablement la vitesse de rupture du courant.

Un distributeur dirige la *f. é. m.* ainsi obtenue sur la bougie où doit se produire l'étincelle.

Ce système d'allumage donne une étincelle plus chaude quand le moteur tourne lentement que quand il tourne vite, car à grande vitesse le courant n'a pas le temps d'atteindre sa valeur maximum.

14° Bobine de Ruhmkorff.

La bobine de Ruhmkorff, appelée aussi *bobine d'induction*, permet d'obtenir des tensions de plusieurs milliers de volts en partant de tensions continues de quelques volts (fig. 91).

Elle comporte deux enroulements, comme la bobine d'allumage des moteurs à explo-

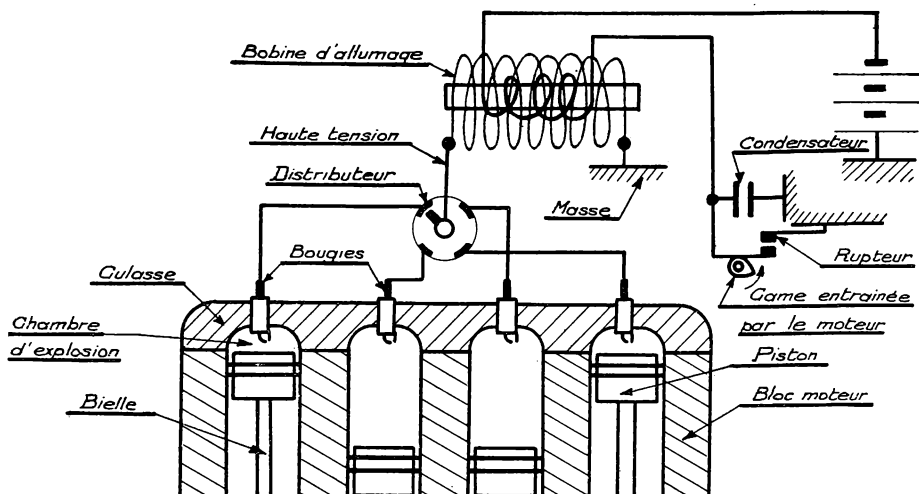


FIG. 90. — Allumage Delco pour moteur à explosions : le circuit électrique ne comporte qu'un seul fil, le circuit se refermant par la masse métallique du moteur servant de second conducteur.

sions, mais son rupteur est commandé directement par l'attraction électromagnétique d'une palette de fer sur le noyau autour duquel sont établis les enroulements. Le principe du rupteur est identique à celui du fonctionnement d'une sonnerie trembleuse et le cou-

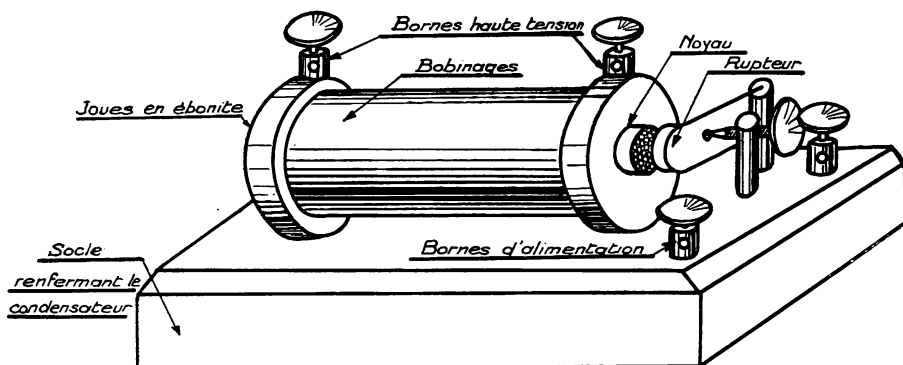


FIG. 91. — Bobine de Ruhmkorff.

rant dans le premier enroulement (peu de spires) est alternativement coupé, puis rétabli (fig. 92).

De ce fait, le flux engendré dans le noyau subit une variation permanente de valeur et, pour limiter les courants de Foucault qui s'y produisent, on divise le fer qui le constitue; ce noyau, au lieu d'être massif est constitué par des morceaux de fil de fer fin assemblés pour former une petite botte (fig. 93).

Les bornes du rupteur sont shuntées par un condensateur formé de minces feuilles d'étain séparées par du papier paraffiné et logé dans le socle de la bobine; ce condensateur a pour but d'absorber l'énergie emmagasinée par le premier enroulement et d'obtenir ainsi la disparition de l'arc et la coupure extrêmement rapide du courant.

La f. é. m. induite de haute tension est recueillie aux bornes du second enroulement, qui est formé d'un grand nombre de spires.

On peut tracer les courbes du courant dans le premier enroulement et de la f. é. m. induite dans le second en fonction du temps (fig. 94). Au moment où le rupteur se ferme le courant s'établit suivant une courbe que nous connaissons déjà, puis en un temps très court, lorsque le rupteur s'ouvre, la valeur du courant redevient nulle; elle y reste tant que le rupteur est ouvert, puis celui-ci se referme et le cycle recommence. Quand le courant s'établit, la f. é. m. induite est faible car le flux varie relativement lentement (fig. 95)

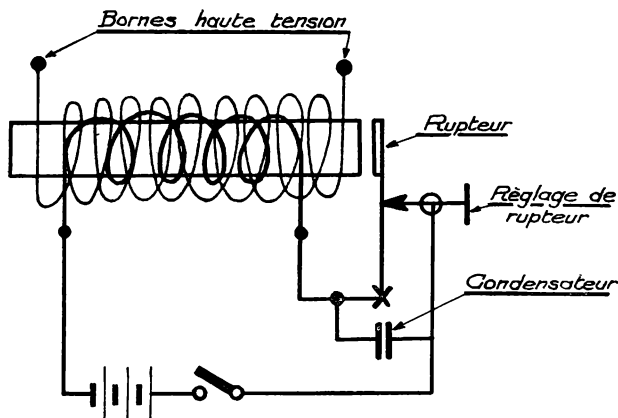


FIG. 92. — Schéma électrique d'une bobine de Ruhmkorff.

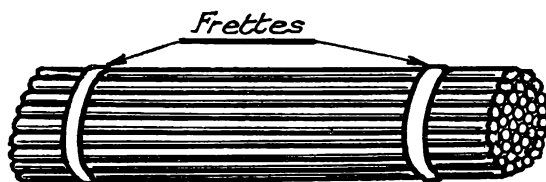


FIG. 93. — Le noyau est constitué par des fils de fer fins réunis sous forme de botte.

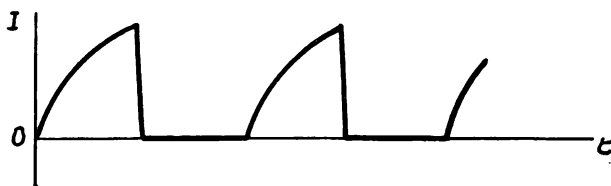


FIG. 94. — Courbe du courant dans le premier enroulement en fonction du temps.

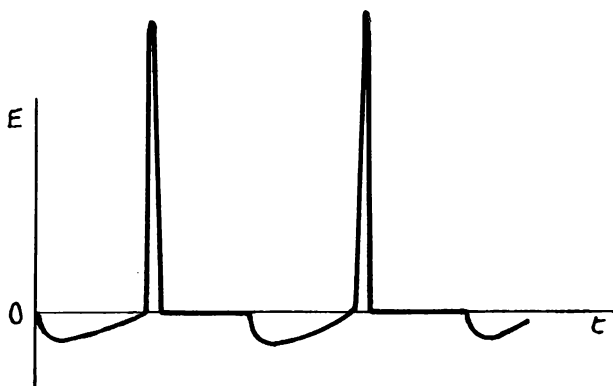


FIG. 95. — Courbe de la f. é. m. induite dans le second enroulement en fonction du temps.

et lorsque le rupteur s'ouvre, le flux disparaît très rapidement et la f. é. m. induite atteint instantanément une grande valeur et redevient immédiatement nulle quand le flux est complètement disparu; elle reste nulle tant que le rupteur reste ouvert. Les f. é. m. induites pendant l'établissement du courant, et au moment de sa rupture sont de sens inverses car pendant l'établissement du courant, la f. é. m. induite doit créer un flux de sens opposé au flux engendré par le courant, et au moment de la disparition de celui-ci, la f. é. m. induite doit créer un flux de même sens que le flux dû au courant (loi de Lenz).

Nous voyons donc que, bien qu'alimentée par un courant continu une bobine de Ruhmkorff fournit une f. é. m. hachée, et que cette f. é. m. de tension très élevée ne conserve sa valeur que pendant une très petite fraction de seconde, chaque fois que le rupteur s'ouvre.

Les bobines d'induction sont employées pour l'alimentation des tubes lumineux devant fonctionner sur des réseaux à courant continu; ces tubes uniquement utilisés autrefois pour les enseignes lumineuses sont de plus en plus employés pour l'éclairage.

On utilise également les bobines d'induction pour alimenter tous les appareils devant fonctionner sous une tension très élevée obtenue en partant d'une tension continue, tels que les ozoniseurs, les dépoussiéreurs de fumées électrostatiques, etc... Les bobines d'induction ont équipés les premiers postes de radioscopie et de radiographie.

15° Protection des lignes électriques aériennes.

Lorsque la foudre tombe sur une ligne aérienne, la surtension ainsi provoquée peut être extrêmement grande, et peut entraîner des accidents mortels par électrocution et la valeur du courant engendré par ces surtensions peut mettre hors d'usage tous les appareils branchés sur le réseau à ce moment.

Pour éviter ces graves inconvénients, il faut arrêter la surtension avant qu'elle n'entre dans le réseau d'utilisation. Cette surtension est caractérisée par une très brusque augmentation de la tension qui entraîne une augmentation très rapide du courant.

Nous savons que dans une self, si le courant tend à augmenter rapidement, la variation du flux engendré crée une force contre-électromotrice qui freine les électrons et empêche le courant de s'établir immédiatement; la self se comporte comme une résistance très grande, et comme elle est parcourue par un certain courant, une différence de potentiel apparaît à ses bornes.

En branchant l'entrée de la self à l'une des bornes d'un éclateur dont la seconde borne est réunie à la terre, la surtension se trouve appliquée aux bornes de l'éclateur

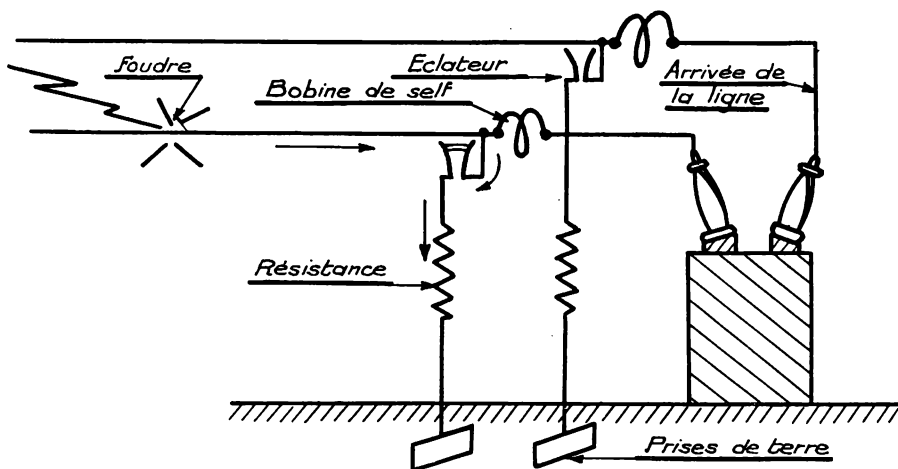


FIG. 96. — Écoulement d'une surtension due à la foudre : cette surtension est arrêtée par la bobine de self et franchit l'éclateur par lequel elle est évacuée à la terre.

entre les cornes duquel un arc jaillit, et la surtension empruntant le chemin de faible résistance offert par l'arc, s'écoule à la terre sans perturber le réseau (fig. 96).

Une résistance est branchée en série entre la sortie de l'éclateur et la terre pour éviter que, la surtension étant écoulee, l'arc soit entretenu par la simple tension du réseau; cette résistance est prévue de telle sorte que le courant dû à la tension normale soit trop faible pour que la tension, créée aux bornes de l'arc par son passage, soit suffisante pour l'entretenir. De plus, l'arc chauffe l'air qui l'entoure, et cet air échauffé s'élève en entraînant l'arc vers le haut des cornes, dont la forme est prévue pour que sa longueur augmente à mesure qu'il s'élève; lorsque l'arc atteint une certaine longueur, il se coupe de lui-même.

Les bobines de self employées pour la protection des lignes aériennes ne comportent qu'une dizaine de spires de conducteur de cuivre enfermées dans une cuve remplie d'huile, cette huile permettant d'obtenir une bonne isolation entre les spires.

Les lignes téléphoniques sont également protégées contre les décharges atmosphériques par de petits éclateurs dont la distance entre pointes, ou distance disruptive, est inférieure à 1 mm.

CHAPITRE XVI

FERROMAGNÉTISME

INDUCTION MAGNÉTIQUE

1° Action d'un noyau de fer dans un solénoïde.

Lorsqu'on fait passer un courant continu dans un solénoïde, il y a création, à l'intérieur de celui-ci, d'un flux magnétique; nous savons que dans la région centrale du solénoïde les lignes de force constituant ce flux sont droites et parallèles, et que le champ dans cette région a pour valeur :

$\mathcal{H} = \frac{1,25 \text{ N I}}{l}$ (C. G. S.). Cette valeur pourra être déterminée par le calcul, ou mesurée.

Si, sans rien changer à la valeur du courant d'alimentation, nous introduisons un morceau de fer à l'intérieur du solénoïde et que nous mesurons à nouveau la valeur du champ, nous trouverions une grande augmentation de celle-ci, et nous pourrions immédiatement en déduire que cette augmentation du champ ne vient que de l'introduction du fer.

Lorsqu'on introduit un morceau de fer dans un champ magnétique, ce champ augmente pour deux raisons :

A) Le fer s'aimante et le flux qu'il engendre s'ajoute au flux existant primitivement;

B) Les pôles du fer devenu aimant attirent les lignes de force du flux primitif qui, au lieu de s'étendre dans toute la surface interne du solénoïde, se resserrera pour passer presque uniquement dans le fer; il y aura alors très peu de lignes de force autour du fer et le flux total primitif s'étant resserré, son champ aura augmenté : $\mathcal{H} = \frac{\Phi}{s}$ (fig. 97).

Tout se passe comme si le fer offrait un passage plus facile aux lignes de force et qu'il se laisse plus facilement traverser par celles-ci, que l'air qui l'environne. Pour cette raison, on dit que le fer est plus *perméable* que l'air.

2° Induction magnétique.

On appelle *champ d'induction*, ou plus simplement *induction*, le champ qui existe à l'intérieur du fer.

D'après ce que nous avons déjà vu, cette induction sera donc le quotient du flux passant dans le fer par la section de celui-ci.

L'induction se désigne par la lettre majuscule anglaise $\mathfrak{B}$ et s'exprime en gauss ou en webers par mètre carré suivant le système de mesure employé.

Nous aurons donc une relation analogue à celle du champ (p. 24) :

$$\boxed{\mathfrak{B} = \frac{\Phi}{s}}.$$

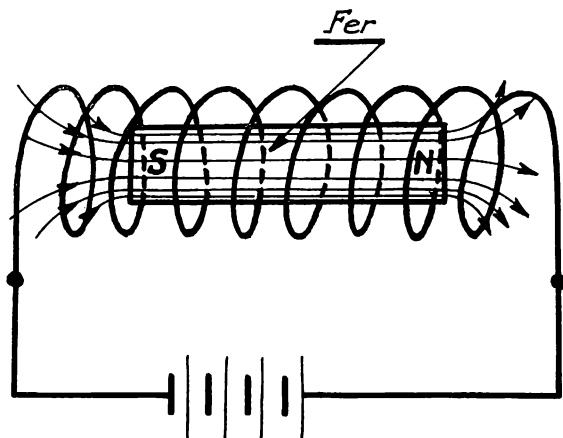


FIG. 97. — Les lignes de force se resserrent et passent toutes dans le fer : il n'y a pour ainsi dire pas de flux magnétique entre le fer et la surface interne du solénoïde.

$\mathcal{B}$ étant l'induction en gauss ou en webers par mètre carré, Φ étant le flux en maxwells ou en webers, passant dans le fer et s étant la section du fer en centimètres carrés ou en mètre carré.

PROBLÈME N° 18

Un solénoïde de 140 mm de longueur comporte 400 spires et le courant qui l'alimente est de 7 A. On y introduit un barreau de fer de section carrée de 30 mm de côté; la valeur du flux étant alors de 1 807 200 Mx, calculer le rapport entre l'induction dans le fer et le champ primitif à l'intérieur du solénoïde.

SOLUTION

L'induction dans le fer est donnée par la relation :

$$\mathcal{B} = \frac{\Phi}{s}$$

$\mathcal{B}$, étant l'induction en gauss; Φ , le flux en maxwells et s , la section du fer en centimètres carrés.

Valeur de l'induction dans le fer :

Section du fer en centimètres carrés : $s = c \times c$, $c = 30$ mm, soit 3 cm.

$$s = 3 \times 3 = 9 \text{ cm}^2.$$

Induction :

$$\mathcal{B} = \frac{1\,807\,200}{9} = 200\,800 \text{ Gs.}$$

Valeur du champ primitif : elle est tirée de l'expression

$$\mathcal{H} = \frac{1,25 \text{ N I}}{l}$$

dans laquelle $\mathcal{H}$ est le champ en gauss; N , le nombre de spires; I , le courant qui y circule en ampères et l la longueur de la bobine en centimètres.

$$l = 140 \text{ mm, soit } 14 \text{ cm.}$$

Champ primitif :

$$\mathcal{H} = \frac{1,25 \times 400 \times 7}{14} = \frac{500}{2} = 250 \text{ Gs.}$$

Rapport entre l'induction et le champ primitif :

$$\frac{\mathfrak{B}}{\mathcal{H}} = \frac{200\,800}{250} = \boxed{803,2}.$$

Réponse. — Le rapport entre l'induction et le champ primitif est de **803,2**.

3° Flux d'induction.

Le flux d'induction est le nom donné au flux total passant dans le fer. Il se désigne toujours par Φ et s'exprime en maxwells ou en webers suivant qu'on emploie le système C. G. S. ou le système M. K. S.

En multipliant les deux membres de l'expression précédente par s , et en employant toujours les mêmes unités, nous obtiendrions la valeur du flux d'induction :

$$\boxed{\Phi = \mathfrak{B} s}.$$

4° Mesure de l'induction.

L'induction se mesure exactement comme le champ (Chap. 14, 25°), la bobine sonde est placée autour du morceau de fer et la variation du flux nécessaire à la mesure s'obtient en coupant le courant circulant dans la bobine.

Il est à remarquer que dans la mesure de l'induction, la variation totale du flux n'est pas égale au flux total embrassé par la bobine sonde, car au lieu de passer dans toute la surface interne de cette bobine, le flux ne passe que dans la surface qui lui est offerte par le fer; il faudra donc considérer

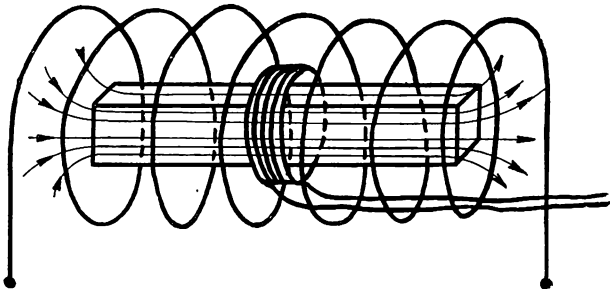


FIG. 98. — Le flux passant dans la bobine sonde est localisé uniquement dans la section du fer qui doit alors remplacer dans les calculs la surface d'une spire de la bobine sonde.

comme surface totale, non pas le produit $N S$, nombre de spires de la bobine sonde par la surface d'une spire, mais le produit $N s$, nombre de spires de la bobine sonde *par la section du fer* (fig. 98).

On voit, en déplaçant la bobine sonde sur la longueur du morceau de fer, que l'induction est maximum dans la partie centrale et décroît à mesure que la bobine sonde s'approche des extrémités : ceci est dû à ce que les lignes de force commencent à sortir de l'aimant un peu avant que d'arriver aux pôles; il est, par conséquent, difficile de faire des mesures quantitatives sur un tel système où l'induction varie suivant le lieu et, pour faire des mesures exactes, il faudrait opérer sur un échantillon de fer dans lequel l'induction serait uniforme.

5° Obtention d'une induction uniforme.

Pour obtenir une induction uniforme, il faut empêcher les lignes de force de s'échapper du fer avant les pôles, et pour arriver à ce résultat, il suffit de supprimer ceux-ci en réalisant un noyau de fer complètement fermé sur lui-même; pour éviter les angles, et pour que la section du fer soit partout la même, nous donnerons à ce noyau la forme d'un tore (fig. 99) qui est un anneau dont la section est circulaire : un anneau de double rideau en bois est un tore.

Les spires constituant le solénoïde créant le flux d'induction dans le tore sont alors bobinées une par une sur ce circuit magnétique de section uniforme parfaitement fermé et sont disposées régulièrement sur toute sa longueur. La bobine sonde permettant de mesurer l'induction pourra être bobinée en un point quelconque du tore.

Pour déterminer la valeur du champ inducteur du solénoïde circulaire ainsi constitué, nous désignerons par R le *rayon moyen* (fig. 100) du tore et nous appliquerons la formule que nous connaissons bien : $\mathcal{H} = \frac{1,25 N I}{l}$

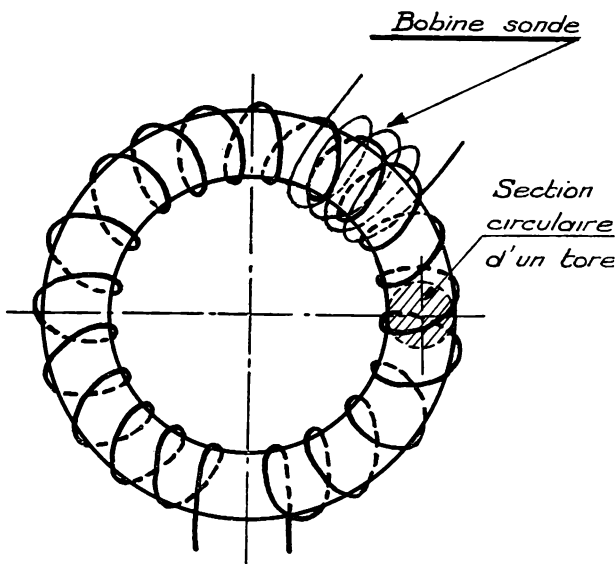


FIG. 99. — Réalisation du bobinage d'un tore pour obtenir une induction uniforme.

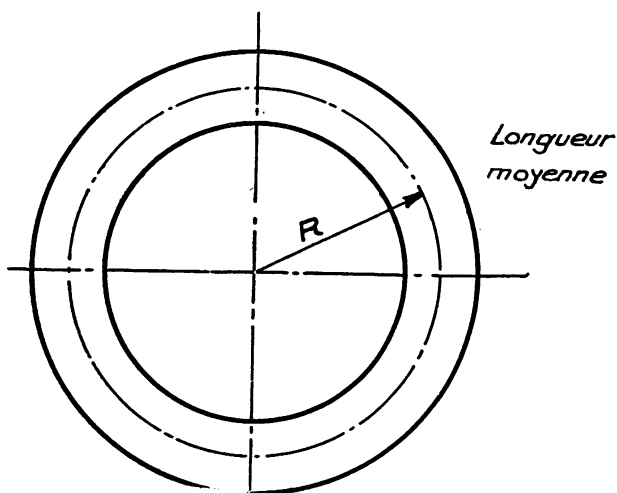


FIG. 100. — Rayon moyen d'un tore.

dans laquelle l est la *longueur moyenne* du solénoïde, c'est-à-dire dans ce cas la longueur moyenne du tore qui a pour expression :

$$L = 2 \pi R.$$

Dans la relation $\mathcal{H} = \frac{1,25 N I}{l},$

le coefficient 1,25 vient de la valeur $\frac{4 \pi}{10}.$

En remplaçant ce coefficient par sa valeur, il viendra :

$$\mathcal{H} = \frac{4 \pi N I}{10 l}.$$

Et en remplaçant l par sa valeur obtenue précédemment, nous aurons :

$$\mathcal{H} = \frac{4 \pi N I}{10 \times 2 \pi R}.$$

En simplifiant par 2π , il viendra finalement :

$$\boxed{\mathcal{H} = \frac{2 N I}{10 R}}.$$

dans laquelle $\mathcal{H}$ est le champ inducteur en gauss, N le nombre de spires, I le courant en ampères qui y circule et R le rayon moyen du tore en centimètres.

PROBLÈME N° 19

Quelle est la valeur du courant d'alimentation d'un bobinage de 80 spires réparties régulièrement sur un tore de fer dont le diamètre extérieur D est de 100 mm et le diamètre intérieur d est de 60 mm, qui crée un champ inducteur de 16 Gs?

SOLUTION

La valeur du courant nécessaire à créer un champ inducteur donné dans un bobinage exécuté sur un tore peut être tirée de la relation

$$\mathcal{H} = \frac{2 N I}{10 R};$$

on a dans ce cas :

$$I = \frac{10 R \mathcal{H}}{2 N},$$

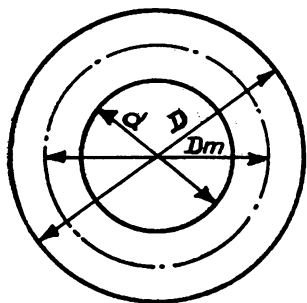
dans laquelle I est le courant en ampères; R , le rayon moyen du tore en centimètres; $\mathcal{H}$, le champ inducteur en gauss et N , le nombre des spires.

Le rayon moyen d'un tore est :

$$R = \frac{D_m}{2},$$

et le diamètre moyen a pour expression :

$$D_m = \frac{D + d}{2}.$$



Diamètre moyen :

$$\frac{100 + 60}{2} = 80 \text{ mm.}$$

Rayon moyen :

$$R = \frac{80}{2} = 40 \text{ mm, soit 4 cm.}$$

Valeur du courant nécessaire :

$$I = \frac{10 \times 4 \times 16}{2 \times 80} = \boxed{4 \text{ A}}.$$

Réponse. — Le courant nécessaire est de 4 A.

6° Rapport entre le champ et l'induction.

Réalisons un montage (fig. 101) nous permettant de faire varier l'intensité du courant dans le bobinage à l'aide d'un rhéostat et de faire varier son sens à l'aide d'un inverseur. Un ampèremètre nous indiquera la valeur du courant, ce qui nous permettra de calculer la valeur du champ inducteur en appliquant directement la relation que nous avons vue dans le paragraphe

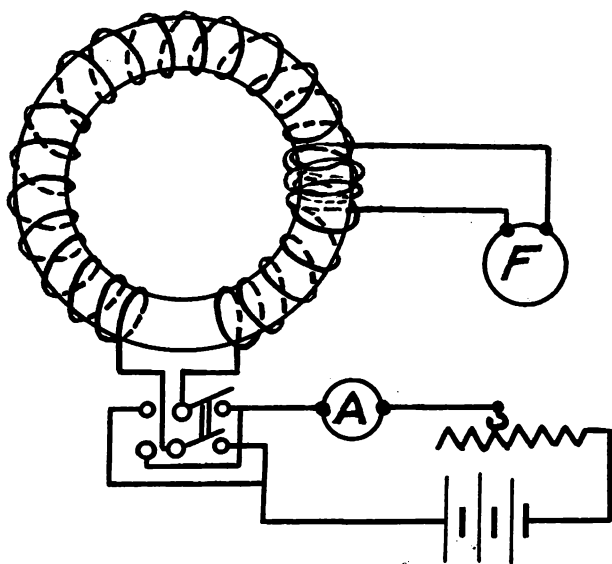


FIG. 101. — Montage permettant de mesurer la valeur de l'induction en fonction de la valeur du champ inducteur.

précédent et un fluxmètre branché sur sa bobine sonde nous permettra de déterminer la valeur de l'induction au même instant.

Pour une valeur quelconque du courant I , nous aurons donc un champ inducteur $\mathcal{H}$ et une induction $\mathcal{B}$.

En divisant l'induction par le champ exprimé avec les mêmes unités, nous obtiendrons le nombre par lequel il faut multiplier ce champ pour obtenir l'induction correspondante. Ce nombre est appelé *coefficient de perméabilité* du métal constituant le tore.

DÉFINITION : Le coefficient de perméabilité d'un métal est le rapport existant entre l'induction dans ce métal et le champ inducteur auquel il est soumis.

Le coefficient de perméabilité se désigne par la lettre grecque mu (μ). Nous aurons alors :

$$\mu = \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}} .$$

Ce coefficient est indépendant des unités employées, car si $\mathcal{B}$ et $\mathcal{H}$ sont en gauss par exemple, le coefficient de perméabilité aura une certaine valeur et s'ils sont en webers par mètre carré, les nombres qui les exprimeront seront 10^4 fois plus petits et comme ces nombres seront en même temps au numérateur et au dénominateur, la valeur de μ n'aura pas changé.

En partant d'un courant nul et en le faisant croître progressivement, nous pourrions calculer la valeur du coefficient de perméabilité correspondant aux différentes valeurs du courant et par conséquent aux différentes valeurs du champ inducteur; nous verrons alors que le coefficient de perméabilité est extrêmement variable suivant la valeur du champ, et pour

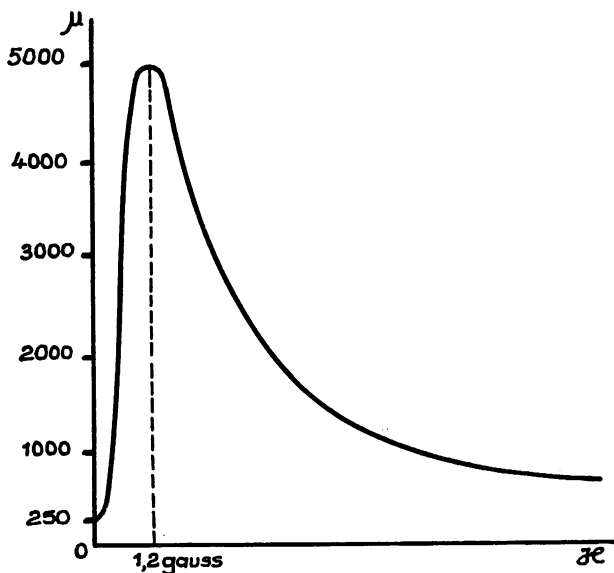


FIG. 102. — Courbe du coefficient de perméabilité du fer doux en fonction du champ inducteur.

nous rendre bien compte de ses variations, nous pouvons tracer la courbe de ses valeurs en fonction des valeurs du champ.

Pour un tore de fer doux par exemple, en portant en ordonnée (verticale) les valeurs de μ et en abscisse les valeurs de $\mathcal{H}$ (fig. 102), nous voyons que sa valeur est petite quand le champ est très faible, qu'ensuite, elle croît très vite pour atteindre un maximum de 5 000 pour un champ inducteur de 1,2 Gs; puis elle diminue ensuite progressivement quand le champ inducteur augmente.

Lorsqu'il n'y a pas de fer dans un solénoïde, il n'y a évidemment pas d'induction et dans ce cas $\mathcal{B} = \mathcal{H}$ et le quotient de $\mathcal{B}$ par $\mathcal{H}$ est égal à 1, ce qui nous montre que *le coefficient de perméabilité de l'air est un*.

Par abréviation on désigne très souvent le coefficient de perméabilité par le simple mot de *perméabilité*.

Le terme perméabilité qualifie la facilité avec laquelle un métal magnétique laisse orienter ses molécules, puisque, pour un même champ inducteur, plus le coefficient de perméabilité est grand, plus l'induction est importante.

L'acier au silicium, qui est toujours employé pour constituer les circuits magnétiques dont le champ inducteur est engendré par un courant alternatif, a une perméabilité maximum de 6 000 pour un champ inducteur de 0,75 Gs et en comparant ce chiffre avec la courbe de μ pour le fer doux et pour la même valeur du champ, nous pourrions dire que « pour un champ inducteur de 0,75 Gs, l'acier au silicium est *beaucoup plus perméable* que le fer doux. »

PROBLÈME N° 20

Quelle est la valeur en gauss du champ inducteur à créer dans un échantillon de fer dont la perméabilité est de 1 250 pour y produire une induction de 225 000 Gs?

SOLUTION

La valeur du champ inducteur à créer pour engendrer une induction donnée peut être tirée de la relation de la perméabilité :

$$\mu = \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}}$$

on a alors :

$$\mathcal{H} = \frac{\mathcal{B}}{\mu}$$

dans laquelle $\mathcal{H}$, est la valeur du champ inducteur en gauss; $\mathcal{B}$, l'induction en gauss également et μ , le coefficient de perméabilité.

Nous aurons donc dans le cas proposé :

$$\mathcal{H} = \frac{225\,000}{1\,250} = \boxed{180 \text{ Gs}}.$$

Réponse. — La valeur du champ inducteur nécessaire est de **180 Gs**.

LOIS DES CIRCUITS MAGNÉTIQUES

7° Expression de l'induction dans un circuit magnétique fermé.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le coefficient de perméabilité a pour valeur :

$$\mu = \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}}.$$

De cette expression, on peut tirer la valeur de l'induction :

$$\mathcal{B} = \mu \mathcal{H} \quad (1)$$

Nous savons également que la valeur du champ inducteur a pour expression :

$$\mathcal{H} = \frac{1,25 \text{ N I}}{l}.$$

En remplaçant dans l'expression (1) $\mathcal{H}$ par sa valeur, nous obtiendrons :

$$\boxed{\mathcal{B} = \frac{1,25 \text{ N I } \mu}{l}}.$$

dans laquelle $\mathcal{B}$ est l'induction cherchée en gauss, N le nombre de spires du bobinage, I en ampères le courant qui y circule, μ le coefficient de perméabilité du métal constituant le circuit magnétique pour l'induction considérée, et l est en centimètres la longueur moyenne du circuit magnétique (fig. 103).

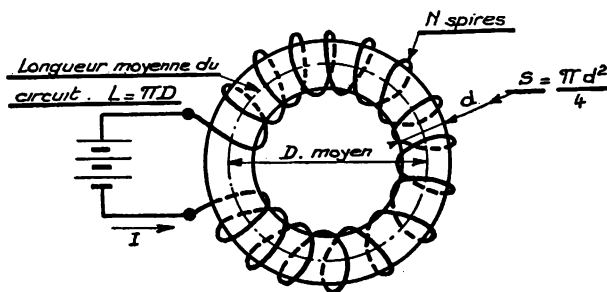


FIG. 103. — Calcul de l'induction et du flux dans un circuit magnétique fermé.

PROBLÈME N° 21

Un tore de fer doux a une perméabilité de 800 pour l'induction qui y est créée par le passage d'un courant de 6 A dans les 120 spires bobinées sur ce tore de 130 mm de diamètre extérieur D et de 70 mm de diamètre intérieur d . Calculer la valeur en gauss de cette induction.

SOLUTION

L'induction dans un circuit magnétique est donnée par la relation

$$\mathcal{B} = \frac{1,25 N I \mu}{l}$$

dans laquelle $\mathcal{B}$ est l'induction en gauss; N , le nombre de spires; I , le courant en ampères; l , la longueur moyenne du circuit magnétique en centimètres et μ la perméabilité.

La longueur moyenne est le produit du diamètre moyen par 3,14.

Le diamètre moyen est :

$$D_m = \frac{D + d}{2} = \frac{130 + 70}{2} = 100 \text{ mm, soit } 10 \text{ cm.}$$

Longueur moyenne : $l = 10 \times 3,14 = 31,4 \text{ cm.}$

Induction :

$$\mathcal{B} = \frac{1,25 \times 120 \times 6 \times 800}{31,4} = \boxed{22\,930 \text{ Gs}}.$$

On aurait pu dire également que $\mathcal{B} = \mu \mathcal{H}$, or $\mathcal{H}$ qui en général est

$$\frac{1,25 N I}{l}$$

vaut également dans le cas particulier d'un tore

$$\frac{2 N I}{10 R}$$

En partant de cette relation nous aurons :

$$R = \frac{D_m}{2} = \frac{10}{2} = 5 \text{ cm et } \mathcal{H} = \frac{2 \times 120 \times 6}{10 \times 5} = \frac{144}{5} \text{ Gs.}$$

L'induction sera alors de :

$$\mathcal{B} = \frac{144}{5} \times 800 = \boxed{23\,040 \text{ Gs}}.$$

La petite différence de 110 Gs que nous trouvons entre les deux résultats et qui correspond à une erreur de 0,5 % $((110/23\,040) \times 100)$ vient de ce que dans $\mathcal{B} = 1,25 \text{ N I}/l$, l'expression $4 \pi/10$ est remplacée par une valeur approchée : 1,25 au lieu de 1,256 64...; tandis que dans $\mathcal{B} = 2 \text{ N I}/10 R$, π s'est trouvé éliminé dans l'établissement de la formule (§ 5°) qui est, de ce fait, plus exacte. De telles erreurs sont extrêmement fréquentes et sont tout à fait admissibles, étant donné que, dans la pratique, les appareils courants de mesure ne sont exacts qu'à 1 % près en moyenne. Il est donc absolument inutile dans les problèmes de donner des résultats approchés à moins de 1/1 000 près.

Réponse. — L'induction dans le tore est de **23 000 Gs** environ.

8° Flux d'induction dans un circuit magnétique fermé.

Nous avons vu (§ 3°) que le flux d'induction avait pour expression :

$$\Phi = \mathcal{B} s.$$

En remplaçant l'induction $\mathcal{B}$ par sa valeur obtenue précédemment, nous aurons l'expression générale du flux dans un circuit fermé :

$$\Phi = \frac{1,25 \text{ N I } \mu s}{l},$$

la valeur du flux étant exprimée en maxwells, et la section s étant celle du fer constituant le circuit exprimée en centimètres carrés, les autres unités à employer sont les mêmes que dans la relation de l'induction.

Cette relation est applicable quelle que soit la forme du circuit magnétique, à condition que sa section soit uniforme (fig. 104).

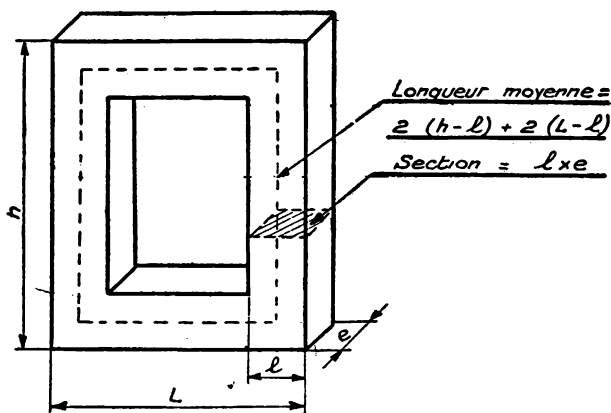


FIG. 104. — Circuit magnétique rectangulaire à section également rectangulaire.

PROBLÈME N° 22

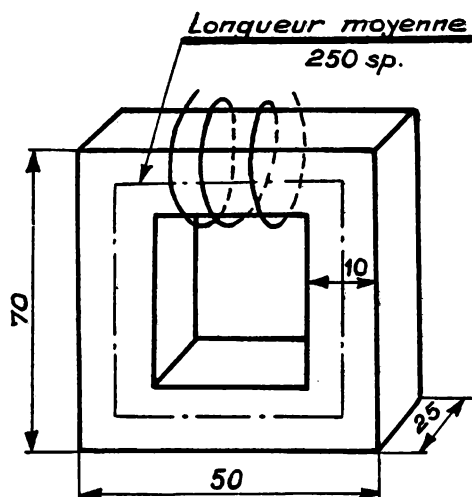
Un circuit magnétique de forme rectangulaire a 70 mm de hauteur et 50 mm de largeur. Il est constitué d'un barreau à section méplate de 25 mm de largeur et de 10 mm d'épaisseur plié sur sa plus petite dimension. Ce circuit est excité par un bobinage de 250 spires parcourues par un courant de 5 A. Quelle est la valeur du flux qui y circule, la perméabilité du fer le constituant étant alors de 1 250 ?

SOLUTION

Le flux dans un circuit magnétique a pour expression :

$$\Phi = \frac{1,25 \text{ N I } \mu s}{l}$$

dans laquelle le flux Φ est en maxwells; N est le nombre de spires de l'enroulement d'excitation; I, le courant en ampères qui y circule; μ , le coefficient de



perméabilité; s , la section du fer en centimètres carrés et l , la longueur moyenne de circuit magnétique, représentée en trait mixte sur la figure, en centimètres.

Section du fer : $s = 25 \times 10 = 250 \text{ mm}^2$, soit $2,5 \text{ cm}^2$.

Longueur moyenne du circuit magnétique :

Hauteur moyenne :

$$70 - \left(2 \times \frac{10}{2}\right) = 70 - 10 = 60 \text{ mm.}$$

Largeur moyenne :

$$50 - \left(2 \times \frac{10}{2}\right) = 50 - 10 = 40 \text{ mm.}$$

Longueur totale moyenne : $(60 + 40) \times 2 = 200$ mm soit 20 cm.
Flux dans le circuit magnétique :

$$\Phi = \frac{1,25 \times 250 \times 5 \times 1\,250 \times 2,5}{20} = 244\,140 \text{ Mx.}$$

Soit en arrondissant : 244 000 Mx.

Réponse. — Le flux dans le circuit magnétique est de **244 000 Mx.**

9° Force magnétomotrice.

L'expression du flux que nous avons obtenue précédemment peut également s'écrire :

$$\Phi = \frac{1,25 \text{ N I}}{\frac{l}{\mu s}},$$

ce qui nous donne la même valeur pour le flux, puisque au lieu de multiplier le numérateur par μs , on divise le dénominateur par ce terme.

En examinant cette nouvelle expression, nous voyons que le flux est proportionnel au numérateur 1,25 N I; ce terme est donc *la cause* du flux puisque son accroissement entraîne une augmentation du flux. Pour cette raison, le terme 1,25 N I est appelé *force magnétomotrice* et se désigne couramment par $\mathcal{F}$ majuscule en écriture anglaise.

L'unité de force magnétomotrice est le *gilbert*, qui appartient au système C. G. S. et qui n'a pas d'équivalent dans le système M. K. S.

Par abréviation la force magnétomotrice peut s'écrire f. m. m.

Nous voyons, d'après son expression, que la f. m. m. est proportionnelle au nombre de spires constituant le bobinage et au courant, en ampères, qui y circule.

10° Réluctance.

Toujours en examinant l'expression précédente du flux, nous voyons que celui-ci est inversement proportionnel au dénominateur $\frac{l}{\mu s}$ et que, par conséquent, ce terme limite la valeur du flux, puisque son accroissement entraîne une diminution de celui-ci.

Le terme $\frac{l}{\mu s}$ a sur le flux une action analogue à celle d'une résistance sur le courant électrique et pour cette raison on l'appelle *réluctance* du circuit magnétique.

On désigne couramment la réluctance par la lettre $\mathcal{R}$.

L'unité de réluctance n'a pas de nom spécial, on se contente de faire suivre le nombre indiquant sa valeur par l'indication : « unité C. G. S. de réluctance ».

Il est à remarquer que la réluctance est proportionnelle à la longueur en centimètres du circuit magnétique et inversement proportionnelle à sa section en centimètres carrés et à la perméabilité du circuit pour l'induction qui y est créée; mais ici il faut se souvenir que la perméabilité n'est pas une valeur constante, qu'elle varie suivant la valeur de l'induction et par consé-

quent suivant la valeur du courant créant cette induction. Cette remarque est la grande différence existant entre la réluctance et une résistance employée en courant continu, car la valeur de cette dernière dépend uniquement de ses dimensions physiques et du métal qui la constitue : $R = \frac{\rho l}{100 s}$ (Vol. I, p. 39), tandis que la réluctance varie suivant la valeur du courant engendrant le flux.

11° Loi d'Ohm appliquée aux circuits magnétiques.

En partant de la force magnétomotrice $\mathcal{E}$ et de la réluctance $\mathcal{R}$ du circuit magnétique, le flux a pour expression :

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{R}}$$

dans laquelle Φ est le flux en maxwells, $\mathcal{E}$ la force magnétomotrice en gilberts et $\mathcal{R}$ la réluctance en unités C. G. S. de réluctance.

Cette relation est identique à celle de la loi d'Ohm $I = \frac{U}{R}$, quotient de la cause du courant par la résistance qui lui est opposée et nous pouvons appliquer cette loi aux circuits magnétiques :

LOI : Dans un circuit magnétique, le flux est proportionnel à la force magnétomotrice appliquée à ce circuit et inversement proportionnel à sa réluctance.

PROBLÈME N° 23

Quelle est la valeur du courant d'alimentation d'une bobine de 240 spires excitant un circuit magnétique dont la réluctance dans ce cas est de 0,002 5 unité C. G. S., pour y créer un flux de 120 000 Mx.

SOLUTION

La valeur d'un courant d'excitation peut être tirée de la relation donnant a force magnétomotrice : $\mathcal{E} = 1,25 N I$.

On a dans ce cas :

$$I = \frac{\mathcal{E}}{1,25 N};$$

dans laquelle I , la valeur du courant est en ampères; $\mathcal{E}$ est la force magnétomotrice en gilberts et N est le nombre de spires de la bobine.

D'autre part la force magnétomotrice peut être calculée en partant de la loi d'Ohm appliquée aux circuits magnétiques :

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{R}}$$

qui nous donne $\mathcal{E} = \Phi \mathcal{R}$.

$\mathcal{E}$ étant en gilberts, $\mathcal{R}$ en unités C. G. S. de réluctance et Φ en maxwells,

Force magnétomotrice appliquée au circuit :

$$\mathcal{E} = 120\,000 \times 0,0025 = 300 \text{ Gl.}$$

Valeur du courant nécessaire pour produire ce flux :

$$I = \frac{300}{1,25 \times 240} = \boxed{1 \text{ A}}.$$

Réponse. — La valeur du courant devra être de **1 A**.

12° Cas d'un circuit magnétique comprenant un petit entrefer.

Si le circuit magnétique comprend *un petit entrefer*, la section de celui-ci peut être considérée comme égale à celle du fer.

Le flux traverse successivement le fer, puis l'entrefer et par conséquent les réluctances du fer et de l'entrefer se trouvent *associées en série*. Comme dans le cas des résistances, lorsque plusieurs réluctances sont en série, elles s'ajoutent pour donner la réluctance totale du circuit magnétique.

L'entrefer est composé d'air et nous savons que le coefficient de perméabilité de l'air est un, la réluctance de l'entrefer aura alors pour valeur :

$$\mathcal{R}_e = \frac{l'}{s}, \quad l' \text{ étant la longueur de l'entrefer.}$$

En désignant par l la longueur en centimètres du fer, par s sa section en centimètres carrés, par μ sa perméabilité pour l'induction considérée et par l' la longueur de l'entrefer en centimètres, le flux aura pour expression (fig. 105) :

$$\Phi = \frac{1,25 \text{ N I}}{\frac{l}{s\mu} + \frac{l'}{s}}.$$

La réluctance totale du circuit magnétique est considérablement accrue par la présence d'un entrefer, même très petit, ce qui entraîne une diminution considérable du flux produit.

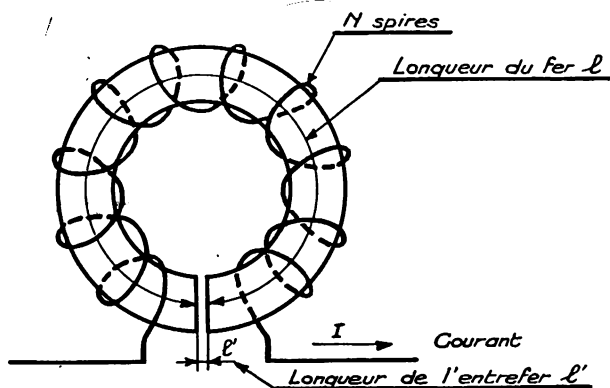


FIG. 105. — Circuit magnétique comprenant un entrefer.

13° Cas d'un circuit magnétique hétérogène.

On appelle circuit magnétique hétérogène un circuit magnétique composé de plusieurs parties de natures, de sections, de longueurs et par conséquent de perméabilités différentes (fig. 106).

Le flux traversant ces diverses parties les unes après les autres, celles-ci

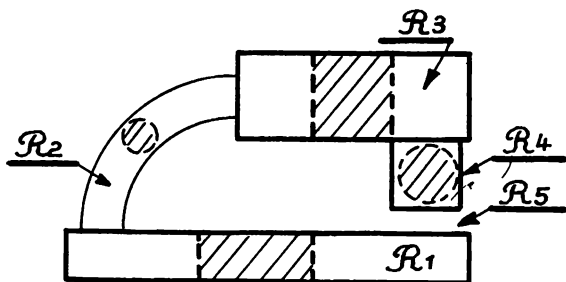


FIG. 106. — Circuit magnétique hétérogène : cinq réluctances sont associées en série.

se trouvent en série et la réluctance totale du circuit magnétique est égale à la somme de toutes les réluctances se trouvant sur le chemin des lignes de force.

$$\mathcal{R} = \mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2 + \mathcal{R}_3 + \dots$$

ou encore :

$$\mathcal{R}_t = \Sigma \mathcal{R}.$$

Partant de cette réluctance totale, l'expression du flux sera alors :

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}}{\Sigma \mathcal{R}}.$$

PROBLÈME N° 24

Un circuit magnétique dont la longueur moyenne totale est de 182 mm et la section 400 mm² comprend un entrefer de 2 mm. Sachant que ce circuit est excité par une bobine de 720 spires parcourues par un courant de 10 A, et que la perméabilité pour l'induction qui y existe est de 1 500, calculer la valeur du flux dans ce circuit.

Quelle serait cette valeur si l'entrefer n'existait pas, la perméabilité étant alors de 900?

SOLUTION

D'une façon générale le flux a pour expression :

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{R}_f + \mathcal{R}_a}.$$

$\mathcal{E}$, force magnétomotrice = 1,25 N I; N étant le nombre de spires de la bobine d'excitation et I, en ampère le courant qui y circule; $\mathcal{R}_f$ est la

réluctance du fer $= \frac{l}{\mu s}$; l étant la longueur du fer en centimètres; s , sa section en centimètres carrés et μ , la perméabilité; $\mathcal{R}_a$ est la réluctance de l'air de l'entrefer $= \frac{l'}{s}$; l' étant la longueur en centimètres de l'entrefer et s sa section considérée comme égale à celle du fer, exprimée en centimètres également.

Longueur du fer : $182 - 2 = 180$ mm soit 18 cm.

Section du fer : 400 mm^2 , soit 4 cm^2 .

Longueur de l'entrefer : 2 mm, soit 0,2 cm.

Force magnétomotrice : $E = 1,25 \times 720 \times 10 = 9\,000 \text{ Gl}$.

Réluctance de l'air :

$$\mathcal{R}_a = \frac{0,2}{4} = 0,05 \text{ unité C. G. S.}$$

Réluctance du fer :

$$\mathcal{R}_f = \frac{18}{1\,500 \times 4} = 0,003 \text{ unité C. G. S.}$$

Flux dans le circuit :

$$\Phi = \frac{9\,000}{0,05 + 0,003} = \boxed{169\,811 \text{ Mx}}.$$

Réluctance du circuit sans entrefer :

$$\frac{18,2}{900 \times 4} = 0,005\,05 \text{ unité C. G. S.}$$

Flux sans entrefer :

$$\frac{9\,000}{0,005\,05} = \boxed{1\,782\,178 \text{ Mx}}.$$

Réponses. — Les flux seront de **169 800 Mx** avec entrefer et de **1 782 000 Mx** sans entrefer.

14^e Cas de plusieurs f. m. m. agissant sur un circuit hétérogène.

L'action d'une f. m. m. est de pousser le flux dans un certain sens, exactement comme une force électromotrice pousse les électrons.

Lorsque plusieurs f. m. m. agissent sur un même circuit magnétique, leurs actions s'ajoutent, si elles sont dirigées dans le même sens, comme des f. é. m. s'ajoutent quand elles sont associées en série. Par contre, si les f. m. m. sont de sens inverses, leurs actions se retranchent, comme une f. é. m. et une force contre-électromotrice. Deux f. m. m. égales et de sens opposés s'annulent et ne produisent aucun flux.

Ce simple raisonnement nous permet d'énoncer que : **Lorsque plusieurs f. m. m. agissent sur un même circuit magnétique, la f. m. m. totale engendrée est égale à la somme algébrique des f. m. m. agissantes.**

Le flux sera alors déterminé par une expression semblable à celle de la loi d'Ohm généralisée :

$$\Phi = \frac{\sum (\mathcal{E})}{\sum \mathcal{R}}.$$

Ce que nous avons vu nous montre qu'un circuit magnétique est comparable à un circuit électrique dans lequel le flux remplace le courant, la force magnétomotrice remplace la force électromotrice et la réluctance remplace la résistance (fig. 107).

Comme le courant, le flux est égal au quotient de sa cause par la résis-

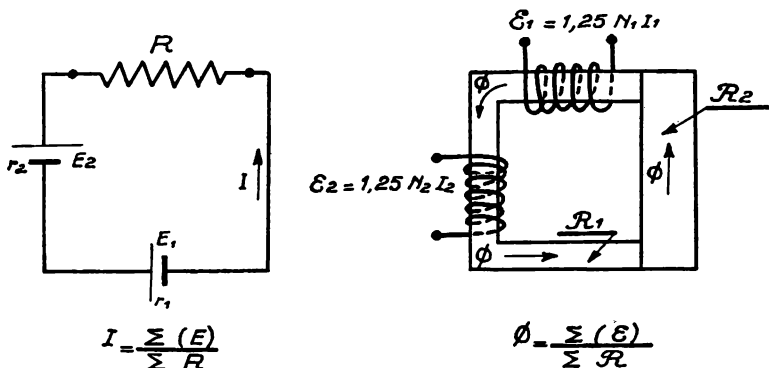


FIG. 107. — Un circuit magnétique est comparable à un circuit électrique.

tance qui lui est opposée, et **en tous les points d'un circuit magnétique le flux a même valeur.**

Il n'en est pas de même pour l'induction dont la valeur est $\mathcal{B} = \frac{\Phi}{s}$ puisque la section du circuit magnétique n'est pas obligatoirement la même en tous les points du circuit. Nous retrouvons le même cas dans un circuit électrique, où la section des différents conducteurs n'est pas obligatoirement la même en tous les points et où, par conséquent, la densité de courant est différente.

D'autre part, dans un circuit magnétique, la variation de sa section entraîne une variation de l'induction, et cette variation de l'induction entraîne à son tour une variation du coefficient de perméabilité (§ 6°).

ÉTUDE MAGNÉTIQUE DU FER

15° Cycle d'hystérésis.

Reprenons la figure 101 et réalisons le schéma qu'elle représente. Le courant indiqué par l'ampèremètre nous permettra de calculer la valeur du champ inducteur et l'indication du fluxmètre nous donnera l'induction au même instant.

Nous ferons l'essai suivant : partons d'un courant nul, en supposant qu'au départ le fer constituant le noyau n'ait jamais été aimanté, puis faisons croître lentement le courant en notant pour chacune de ses valeurs le champ inducteur produit et l'induction engendrée. Quand le courant atteindra sa valeur maximum, nous le ferons décroître lentement jusqu'à sa valeur nulle, puis nous changerons la position de l'inverseur et nous augmenterons lentement à nouveau la valeur du courant jusqu'à sa valeur

maximum en sens inverse et enfin nous le referons diminuer jusqu'à sa valeur nulle.

Nous tracerons ensuite la courbe des valeurs de l'induction obtenues pour chacune des valeurs du champ inducteur produit par les courants mesurés. Pour cela nous tracerons deux droites perpendiculaires se coupant au point O. Sur l'horizontale, à droite de O nous porterons les valeurs du champ en gauss pour le premier sens du courant utilisé, et sur la même droite, à gauche de O, nous porterons les valeurs du champ obtenu pour le second sens du courant. Sur la verticale, au-dessus de O, nous porterons les valeurs des inductions obtenues lors du premier sens du courant et sur la même droite, au-dessous de O, les valeurs des inductions en gauss obtenues en sens inverse, en nous rappelant que le sens du flux d'induction dépend du sens du courant inducteur.

En pointant les valeurs des inductions obtenues en face des valeurs des

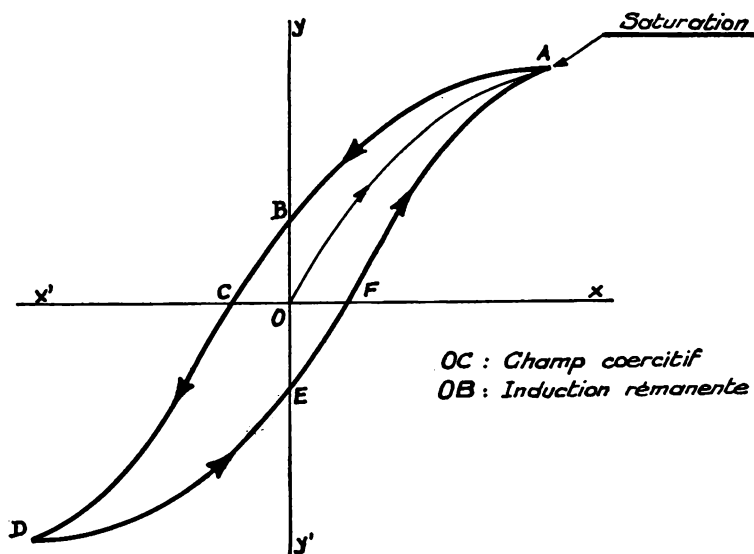


FIG. 108. — Cycle d'hystérésis.

champs inducteurs qui les ont engendrées et en joignant entre eux tous ces points, nous obtenons une courbe fermée O A B C D E F A.

La surface limitée par la courbe A B C D E F A est appelée *cycle d'hystérésis* du métal constituant le noyau (fig. 108).

Cette courbe est extrêmement intéressante car, en l'étudiant, nous allons voir qu'elle permet d'apprécier toutes les propriétés magnétiques du métal essayé.

16° Induction rémanente.

Le métal étant supposé n'avoir jamais été aimanté, quand le courant est nul, le champ inducteur est nul et l'induction est également nulle. Puis le champ augmentant, l'induction augmente également, d'abord proportionnellement au champ dans la partie droite de la courbe O A, puis l'induction augmente de moins en moins vite pour devenir constante même si le

champ augmente : partie de la courbe A parallèle à l'abscisse O X. Quand l'induction n'augmente plus, on dit qu'on a atteint la *saturation* ; le fer possède alors le *flux maximum possible*. Ce flux est obtenu quand toutes les molécules contenues dans le fer sont orientées et il est évident qu'alors, même en augmentant le champ, l'induction ne pourra plus augmenter.

Lorsqu'on diminue progressivement la valeur du champ, l'induction diminue également, mais nous voyons sur la courbe A B que les valeurs de cette induction ne repassent pas par les mêmes points que lors de la première augmentation du courant.

Quand le courant atteint une valeur nulle, l'induction conserve encore assez grande valeur qui est représentée par la droite O B. **Ce champ d'induction qui persiste en dehors de tout champ inducteur est appelé champ rémanent** ; il est dû à ce qu'un certain nombre de molécules restent orientées en se maintenant mutuellement.

Le champ rémanent caractérise l'induction persistant lorsque aucun champ inducteur n'agit sur le circuit magnétique.

17° Champ coercitif.

Quand le champ inducteur est nul, nous le faisons croître en sens inverse en inversant le courant qui l'engendre : en augmentant progressivement ce champ, l'induction continue à décroître et atteint une valeur nulle au point C de la courbe, correspondant à un champ inducteur en sens inverse représenté par la droite O C dont la longueur est proportionnelle au champ inducteur inverse qu'il a fallu faire agir sur le circuit magnétique pour faire disparaître complètement son aimantation. Ce champ doit être d'autant plus grand que la force avec laquelle se maintiennent les molécules est grande, ce qui dépend de la nature du métal. Pour cette raison, ce champ est appelé *champ coercitif*, il qualifie la *cohésion moléculaire du métal*.

Dans les aciers à aimant, dans lesquels les molécules se maintiennent avec une grande force, ce qui leur permet de conserver leur aimantation, le champ coercitif est très grand et la qualité d'un aimant dépend uniquement de la grandeur de son champ coercitif ; par contre dans le fer doux, ce champ coercitif est très petit, ce qui fait que la plus grande partie de son aimantation disparaît lorsqu'on supprime le champ inducteur ; cette propriété est du reste intéressante pour l'obtention d'aimants temporaires ou d'électro-aimants qui doivent relâcher leur palette dès qu'on coupe le courant qui les alimente.

Si nous recommençons plusieurs fois de suite notre essai précédent, nous verrions que les inductions obtenues passent toujours par les mêmes valeurs et les cycles obtenus se superposeraient, ce qui nous montre que les inductions rémanentes dans les deux sens sont égales et nous avons $OB = OE$. Il en est de même pour les champs coercitifs et l'on a $OC = OF$.

La fabrication des aimants mise à part, on recherche principalement des métaux magnétiques à faible champ coercitif, surtout pour la construction des circuits magnétiques et, en dehors du fer doux, des alliages ont été mis au point pour obtenir ce résultat.

18° Pertes d'énergie par hystérésis.

Le cycle d'hystérésis correspond à l'aimantation, puis à la désaimantation, puis à la réaimantation en sens inverse, etc... : que se passe-t-il au point de vue moléculaire ? Les molécules sont constamment retournées

et pendant un cycle elles font un tour complet puisque à chaque inversion du courant, leur pôle Nord par exemple est dirigé en sens inverse.

On ne peut évidemment produire ce travail, qui consiste à retourner constamment les molécules, sans mettre en jeu une certaine énergie qui se trouve dissipée sous forme de chaleur produite par le frottement des molécules pendant leur déplacement. La quantité de chaleur ainsi dégagée entraîne une élévation de la température du circuit magnétique.

Le travail à fournir pour inverser le sens des molécules sera d'autant plus grand que le champ coercitif sera plus important et, comme la surface du cycle d'hystérésis dépend de sa largeur, et que cette largeur est proportionnelle au champ coercitif, nous concevons facilement que l'énergie dissipée sous forme de chaleur par hystérésis est proportionnelle à la surface du cycle d'hystérésis que nous désignerons par S . D'autre part, plus le volume du fer constituant le circuit magnétique est grand, plus le nombre de molécules à orienter sera grand et plus l'énergie dissipée par hystérésis sera grande.

La valeur de l'énergie dissipée sous forme de chaleur *pendant un cycle* a pour expression :

$$W = \frac{V S}{1,25 \times 10^8}$$

dans laquelle W est en joules l'énergie dissipée et par conséquent perdue, V est le volume du fer en centimètres cubes et S la surface du cycle d'hystérésis en centimètres carrés. Pour appliquer cette relation, il faut tracer le cycle d'hystérésis en prenant comme échelle $1 \text{ cm} = 1 \text{ Gs}$.

PROBLÈME N° 25

Quelle est l'énergie en joules perdue par hystérésis pour un cycle dans un tore de métal magnétique constitué par un barreau de section circulaire ayant un diamètre de 3 cm, dont le diamètre extérieur est de 130 mm, sachant que la surface de son cycle d'hystérésis pour l'induction considérée est de 24 000 cm² ?

SOLUTION

L'énergie perdue par hystérésis par cycle est donnée par la relation

$$W = \frac{V s}{1,25 \times 10^8}$$

dans laquelle W est l'énergie perdue en joules; V est en centimètres cubes le volume du métal et s est en centimètres carrés la surface de son cycle d'hystérésis pour l'induction considérée.

Le volume d'un tore est le produit de sa section par sa longueur moyenne.

Section du tore :

$$s = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3,14 \times 3 \times 3}{4} = 7,065 \text{ cm}^2.$$

Longueur moyenne du tore : $l = \pi D_m$.

Diamètre moyen du tore : $D_m = D - d = 13 - 3 = 10 \text{ cm}$.

Longueur moyenne : $l = 3,14 \times 10 = 31,4$ cm.

Volume du métal : $V = 7,065 \times 31,4 = 221,84$ cm³.

Énergie perdue :

$$W = \frac{221,84 \times 24\,000}{1,25 \times 10^8} = \boxed{0,042\,5\text{ J}}.$$

Réponse. — L'énergie perdue par hystérésis pour un cycle est de **0,042 5 J**.

Pour déterminer la surface du cycle après son tracé, on peut opérer de trois façons différentes :

A) A l'aide d'un planimètre, appareil muni d'un traceur avec lequel on suit les contours du cycle et qui indique directement sa surface.

B) En traçant le cycle sur du papier millimétré et en comptant ensuite les millimètres carrés qui y sont contenus : cette méthode est peu précise.

C) En découpant exactement le cycle suivant son tracé et en le pesant; on pèse ensuite 1 dm² du même papier et des deux poids obtenus on déduit la surface du cycle.

La surface du cycle varie avec l'induction qui en détermine la hauteur, et par conséquent, l'emploi de cette relation nécessite le tracé des cycles pour toutes les inductions auxquelles on veut travailler.

En désignant par F la fréquence des cycles, c'est-à-dire le nombre de cycles qui ont lieu en une seconde, nous pouvons déduire de la relation précédente la valeur de la puissance perdue par hystérésis :

$$\boxed{P = \frac{V S F}{1,25 \times 10^8}},$$

dans laquelle P est la puissance perdue en watts et F la fréquence en cycles par seconde.

PROBLÈME N° 26

Un barreau rectangulaire de métal magnétique de 80 mm de longueur, de 20 mm de largeur et de 15 mm d'épaisseur est placé dans un flux magnétique changeant de sens 200 fois par seconde. Sachant que pour l'induction créée le cycle d'hystérésis du métal a une surface de 40 000 cm², calculer en watts la valeur de la puissance perdue par hystérésis dans le métal.

SOLUTION

La puissance perdue par hystérésis est donnée par la relation générale :

$$P = \frac{V S F}{1,25 \times 10^8}$$

dans laquelle P est la puissance perdue en watts; V, en centimètres cubes le volume du fer; S, en centimètres carrés la surface du cycle pour l'induction considérée et F, la fréquence en périodes par seconde du cycle.

Volume du métal : $V = L \times l \times e = 80 \times 20 \times 15 = 24\,000 \text{ mm}^3$, soit 24 cm^3 .

Pour établir un cycle complet, il faut que le courant d'excitation change deux fois de sens; comme en une seconde le courant change 200 fois de sens il y aura :

$$F = \frac{200}{2} = 100 \text{ cycles par seconde ou hertz.}$$

Puissance perdue :

$$P = \frac{24 \times 40\,000 \times 100}{1,25 \times 10^8} = \boxed{0,768 \text{ W}}.$$

Réponse. — La puissance perdue par hystérésis dans le métal sera de **0,76 W**.

Formule de Steinmetz. — Cette relation permet de calculer en joules par cycle la valeur approximative des pertes par hystérésis sans avoir à tracer un grand nombre de cycles à des inductions différentes.

$$W = \frac{\eta V \mathcal{B}^{1,6}}{10^7}$$

dans laquelle V est en centimètres cubes le volume du fer, $\mathcal{B}$ est en gauss la valeur maximum de l'induction et η (lettre grecque éta) est un coefficient dépendant de la nature du métal constituant le circuit magnétique.

PROBLÈME N° 27

Quelle est la puissance perdue par hystérésis dans une sphère d'acier doux de 50 mm de diamètre placée dans un flux magnétique alternatif à 50 Hz, sachant que l'induction maximum qui y est créée est de 12 000 Gs ?

SOLUTION

La puissance perdue est le produit de l'énergie perdue pendant un cycle par le nombre de cycles effectués en 1 s, soit 50 dans le cas proposé : $P = W F$.

L'énergie perdue pendant un cycle est donnée par la formule de Steinmetz :

$$W = \frac{\eta V \mathcal{B}^{1,6}}{10^7}$$

W , en joule; V , en centimètres cubes et $\mathcal{B}$, en gauss.

Pour l'acier doux, η nous est donné par le tableau comme étant de 0,008.

Le volume d'une sphère est

$$\frac{4 \pi r^3}{3}.$$

Rayon de la sphère :

$$r = \frac{d}{2} = \frac{50}{2} = 25 \text{ mm ou } 2,5 \text{ cm.}$$

Volume de la sphère :

$$V = \frac{4 \times 3,14 \times 2,5 \times 2,5 \times 2,5}{3} = 65,42 \text{ cm}^3.$$

Le logarithme de $\mathfrak{B}^{1,6} = \text{logarithme de } \mathfrak{B} \times 1,6$.

Le logarithme de $\mathfrak{B} = 12\,000$ est 4,079 2.

Le logarithme de $\mathfrak{B}^{1,6}$ est donc $= 4,079\,2 \times 1,6 = 6,526\,72$.

Ce nombre étant le logarithme de 336×10^4 , nous aurons $\mathfrak{B}^{1,6} = 336 \times 10^4$.

Énergie perdue par cycle :

$$W = \frac{0,008 \times 65,42 \times 336 \times 10^4}{10^7} = 0,175\,85\text{ J.}$$

Puissance perdue : $P = 0,175\,85 \times 50 = \boxed{8,8\text{ W}}$.

Réponse. — La puissance perdue dans la sphère est de **8,8 W**.

Valeur de η pour les différents métaux magnétiques :

Acier fondu trempé.....	0,025	Tôle très douce	0,002
Acier fondu.....	0,012	Fer à 0,02 % de silicium.....	0,001 5
Fonte.....	0,013	Fer à 2,3 % de silicium.....	0,001
Acier doux.....	0,008	Fer à 3,5 % de silicium.....	0,000 9
Tôle douce.....	0,003	Fer électrolytique recuit.....	0,000 3
		Fer électrolytique au silicium..	0,000 1

Nous voyons que dans cette relation, l'induction maximum $\mathfrak{B}$ doit être portée à la puissance 1,6; ce calcul ne peut être facilement effectué qu'en utilisant les logarithmes.

Formules de Pistoye. — Ces relations permettent de calculer avec une bonne approximation la puissance perdue par hystérésis en *watts par centimètres cubes* de métal pour une fréquence de 50 c/s et :

Pour les tôles ordinaires à 0,7 % de silicium, densité 7,55

$$P = 0,0225 \left(\frac{\mathfrak{B}}{10\,000} \right)^{1,4+0,75 \left(\frac{\mathfrak{B}}{10\,000} \right)}$$

et pour les tôles supérieures à 2 % de silicium, densité 7,55

$$P = 0,0169 \left(\frac{\mathfrak{B}}{10\,000} \right)^{1,4+0,75 \left(\frac{\mathfrak{B}}{10\,000} \right)}$$

dans ces relations $\mathfrak{B}$ représente en gauss l'induction maximum existant dans le circuit magnétique.

PROBLÈME N° 28

Un circuit magnétique en tôle à 2 % de silicium (densité 7,55) est excité par un courant alternatif à 50 Hz. Sachant que ce circuit pèse 60 kg et que l'induction maximum qui y est produite est de 20 000 Gs, calculer la puissance perdue dans ce circuit par hystérésis.

SOLUTION

La puissance totale perdue est le produit de la puissance perdue par centimètre cube par le volume du circuit magnétique en centimètres cubes.

La puissance perdue par centimètre cube de fer est donnée par la formule de Pistoye :

$$P = 0,016\,9 \left(\frac{\mathfrak{B}}{10\,000} \right)^{1,4+0,75 \left(\frac{\mathfrak{B}}{10\,000} \right)},$$

P étant la puissance perdue en watts et $\mathcal{A}$ l'induction maximum en gauss, nous aurons :

$$0,0169 \left(\frac{20\,000}{10\,000} \right)^{1,4 + 0,75 \left(\frac{20\,000}{10\,000} \right)},$$

d'où

$$P = 0,0169 \times 2^{1,4 + (0,75 \times 2)},$$

$$P = 0,0169 \times 2^{1,4 + 1,5},$$

$$P = 0,0169 \times 2^{2,9}.$$

On a : $\log 2^{2,9} = \log 2 \times 2,9$.

$$\log 2^{2,9} = 0,301 \times 2,9 = 0,8729.$$

0,8729 étant le logarithme de 7,5 environ,

$$2^{2,9} = 7,5.$$

Il vient donc :

$$P = 0,0169 \times 7,5 = 0,12675 \text{ W/cm}^3.$$

Volume de fer :

$$V = \frac{\text{Poids}}{\text{Densité}};$$

en exprimant le poids en grammes, nous aurons le volume en centimètres cubes :

$$60 \text{ kg} = 60\,000 \text{ g}.$$

Volume :

$$V = \frac{60\,000}{7,55} = 7\,947 \text{ cm}^3.$$

$$\text{Puissance totale perdue : } P = 0,12675 \times 7\,947 = \boxed{1\,007 \text{ W}}.$$

Réponse. — La puissance totale perdue dans le fer est de **1 007 W**.

19° Fer doux.

C'est du fer le plus pur possible qui est recuit.

Son induction rémanente est assez petite et son champ coercitif est relativement grand, 0,7 Gs pour une induction maximum de 5 000 Gs. En comparaison du champ coercitif des aciers à aimant, celui du fer doux est très faible, et ce métal perd rapidement son aimantation rémanente.

Il est employé pour la fabrication des noyaux d'électro-aimants destinés à fonctionner en courant continu, tels que ceux des sonneries de téléphone par exemple. Il est aussi employé pour la fabrication des tôles d'induit de dynamo, etc...

20° Acier au silicium recuit.

Son champ coercitif est encore plus faible, 0,4 Gs pour une induction maximum de 5 000 Gs, ce qui fait qu'il se désaimante avec une plus grande facilité.

On l'emploie principalement dans les circuits magnétiques de machines alimentées en courant alternatif, car dans ce cas le flux d'induction engendré est aussi alternatif, et son sens instantané est déterminé par le sens du courant à cet instant; pour un courant à fréquence industrielle, 50 Hz, les molécules sont alternativement orientées cinquante fois dans un sens et cinquante fois dans l'autre pendant chaque seconde.

21° Permalloy.

C'est un alliage composé de fer et de nickel, son champ coercitif est de 0,03 Gs pour une induction maximum de 5 000 Gs, il a de ce fait une très grande facilité de désaimantation.

On l'emploie pour constituer les circuits magnétiques excités par des courants alternatifs de haute fréquence.

APPLICATIONS DE L'ÉLECTROMAGNÉTISME

22° Autodéformation d'un circuit magnétique.

Il est facile de démontrer expérimentalement qu'un circuit magnétique se déforme quand il est excité, de façon à embrasser un flux maximum.

Deux cas sont à envisager, soit que le circuit magnétique comporte du fer ou n'en comporte pas.

Dans les circuits magnétiques sans fer, les conducteurs composant le circuit s'écartent le plus possible les uns des autres de façon à augmenter au maximum la surface de passage du flux.

Prenons un conducteur replié sur lui-même en forme d'U (fig. 109)

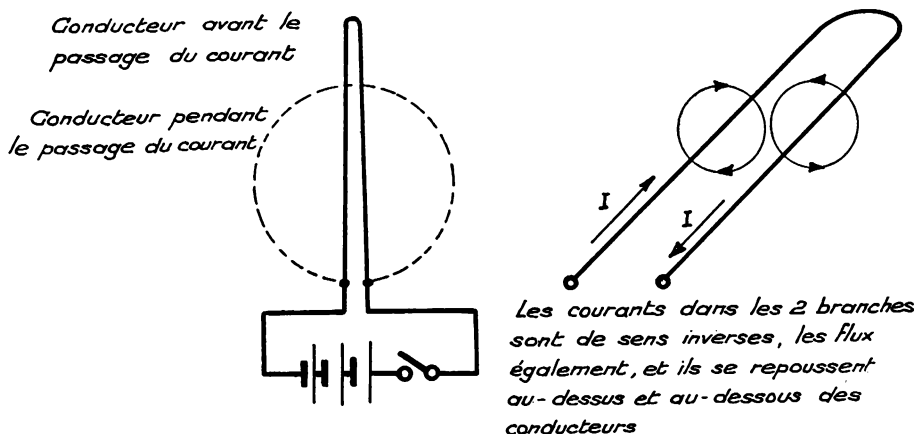


Fig. 109. — Un conducteur parcouru par un courant intense se déforme pour embrasser le flux maximum.

et alimenté par une source à courant continu de puissance suffisante; si le conducteur est assez souple et le courant suffisamment intense, les deux branches de l'U vont s'écarter et le conducteur prendra la forme d'un cercle.

C'est Ampère le premier qui a montré ce phénomène en faisant flotter un cavalier de cuivre sur deux gouttières remplies de mercure, lorsque le cavalier était parcouru par un courant, il se déplaçait en s'écartant de la source branchée entre les extrémités voisines de chaque gouttière (fig. 110).

Dans le cas de circuit magnétique comportant du fer et des entrefers, si ces entrefers peuvent varier facilement par déplacement des éléments ferreux qui les forment, ces derniers se déplacent de telle sorte que les entrefers se trouvent supprimés ce qui évidemment diminue considérablement la réluctance et augmente le flux dans le circuit (§ 13). De ce fait le coefficient de self se trouve également augmenté car dans l'expression $\Phi = L I$ (p. 73) si le flux Φ augmente sans que le courant I varie, le coefficient de self augmente proportionnellement au flux.

C'est sur cette dernière propriété qu'est basé le fonctionnement des électro-aimants, qu'ils soient à armature mobile (fig. 111) ou à noyau plongeur (fig. 112).

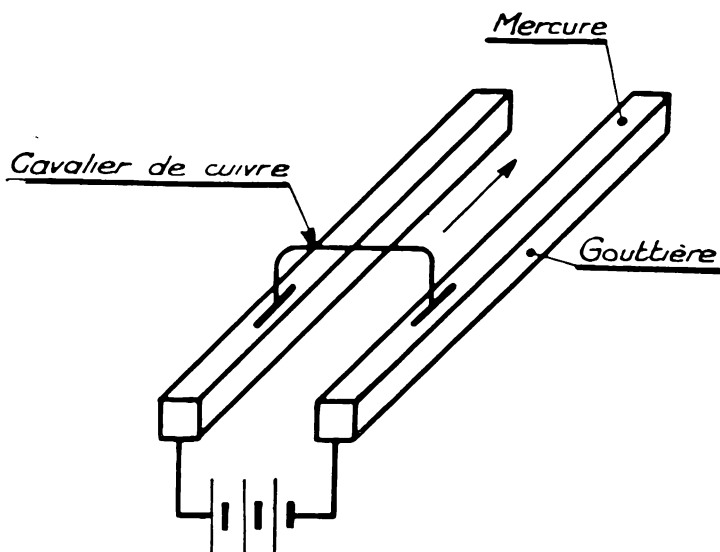


FIG. 110. — Expérience d'Ampère : le cavalier flottant sur le mercure s'éloigne de la source, la surface de passage du flux augmente.

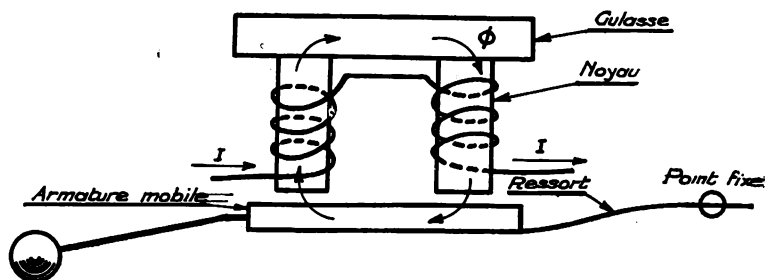


FIG. 111. — Un électro-aimant de sonnerie est à armature mobile. Remarquer le sens de bobinage sur les deux noyaux pour que le flux soit poussé dans le même sens et que les f. m. m. s'ajoutent.

23° Les électro-aimants.

L'emploi des électro-aimants est extrêmement répandu en électrotechnique. On les utilise pour commander des organes mécaniques et électriques à distance (relais), pour ouvrir ou fermer des circuits à intensité ou à tension élevées en manœuvrant des interrupteurs de très petites dimensions soumis à des tensions très basses, de l'ordre d'une trentaine de volts (contacteurs).

On se sert également des électro-aimants pour le levage des pièces de métaux magnétiques, lingots, tôles et copeaux; ils remplacent alors le crochet de la grue et permettent des manœuvres extrêmement rapides en supprimant les cordages.

On appelle *force portante* d'un électro-aimant la force qu'il faut appliquer à son armature pour la décoller des pôles.

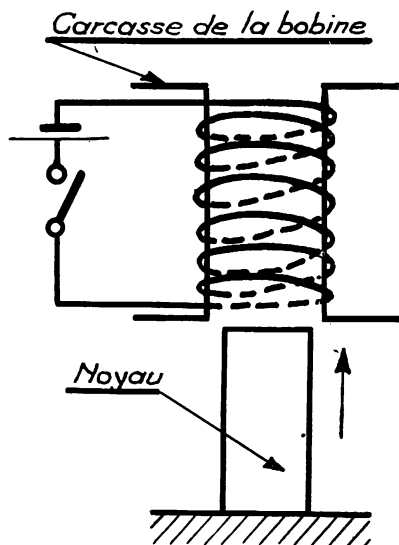


FIG. 112. — Électro-aimant à noyau plongeur : lorsqu'on ferme le circuit, le noyau est aspiré à l'intérieur de la bobine, le courant n'a pas varié, le flux a augmenté, ainsi que le coefficient de self.

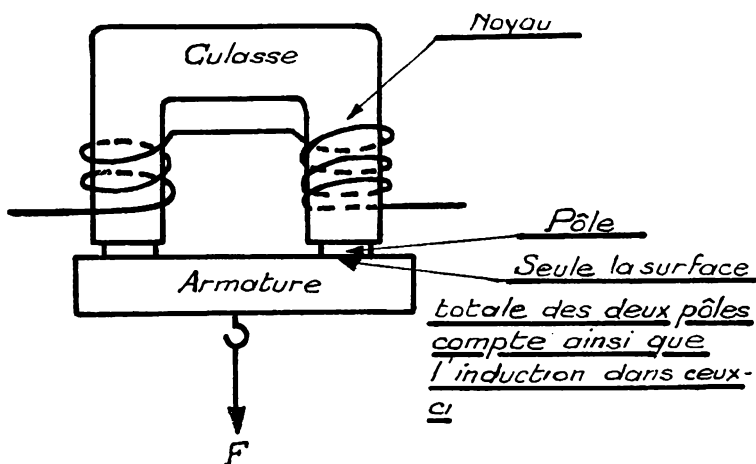


FIG. 113. — F = force portante d'un électro-aimant.

Cette force portante est proportionnelle au carré de l'induction dans les pôles et à la surface totale de ceux-ci :

$$F = \frac{\mathfrak{B}^2 s}{0,246 \times 10^8}$$

dans laquelle F est la force portante en kilogrammes, $\mathfrak{B}$ est l'induction dans les pôles en gauss, S la surface totale des pôles en centimètres carrés. Cette

relation n'est applicable que si les pôles sont identiques au point de vue nature, section et par conséquent induction (fig. 113).

L'état mécanique, c'est-à-dire la précision de la portée entre les pôles et l'armature venant en contact avec eux, influe beaucoup sur la valeur de la force portante, car le moindre entrefer, si petit soit-il, fait varier considérablement la réluctance et l'induction qui intervient au carré dans l'expression de cette force portante. Une portée ne peut être mécaniquement parfaite et la force portante réelle d'un électro-aimant est toujours inférieure à celle qu'on obtient par le calcul.

PROBLÈME N° 29

Un électro-aimant comporte deux pôles ayant chacun une surface de 3 cm². Quand l'armature est au collage, l'induction dans un pôle est de 15 000 Gs et quand l'armature est à 1/10 de millimètre des pôles, la réluctance du circuit magnétique ayant augmenté, l'induction est alors de 7 000 Gs. Calculer la force portante de cet électro-aimant dans les deux cas.

SOLUTION

La force portante d'un électro-aimant est donnée par la relation :

$$F = \frac{\mathcal{B}^2 s}{0,246 \times 10^8}$$

F étant la force portante exprimée en kilogrammes; s, la surface totale des pôles, c'est-à-dire la surface réelle de contact entre ceux-ci et l'armature, exprimée en centimètres carrés et $\mathcal{B}$, l'induction dans les pôles en gauss.

Surface totale des pôles : $s = 2 \times 3 = 6 \text{ cm}^2$.

Force portante quand l'armature est au collage :

$$F = \frac{15\,000 \times 15\,000 \times 6}{0,246 \times 10^8} = \boxed{54,9 \text{ kg}},$$

Force portante quand l'armature est à 1/10 de millimètre des pôles :

$$F = \frac{7\,000 \times 7\,000 \times 6}{0,246 \times 10^8} = \boxed{11,95 \text{ kg}}.$$

Réponses. — La force portante est de **54,9 kg** quand l'armature est au collage et de **11,95 kg** quand elle est à 1/10 de millimètre des pôles.

24° Induction mutuelle.

Lorsqu'on fait passer un certain courant dans une bobine, celle-ci engendre un certain flux qui passe à l'intérieur et s'épanouit dans l'espace compris tout autour de la bobine pour se refermer ensuite sur le pôle Sud ainsi créé.

Si nous approchons une seconde bobine de la première de telle façon qu'elle soit traversée par une partie du flux émanant de cette première bobine, nous dirons qu'il y a *induction mutuelle* entre les deux bobines (fig. 114).

Pour qu'il y ait induction mutuelle entre deux bobines, il faut que l'une d'elles embrasse une partie au moins du flux engendré par l'autre.

25° Coefficient d'induction mutuelle.

Faisons passer un courant I_1 dans la première bobine, et désignons par Φ_2 le flux embrassé par la seconde; à condition que les bobines ne comportent pas de fer, le flux produit par la première sera proportionnel au courant I_1 : $\Phi_1 = L_1 I_1$ (p. 73) (si le circuit

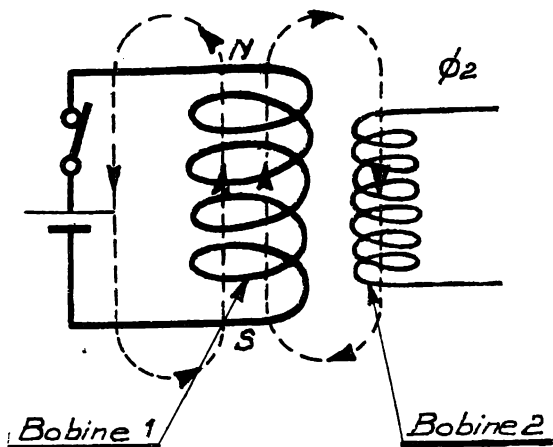


FIG. 114. — Exemple d'induction mutuelle entre deux bobines.

magnétique comporte du fer, le coefficient de perméabilité de celui-ci n'est pas constant, et il ne peut y avoir proportionnalité entre le flux et le courant), et le flux Φ_2 embrassé par la seconde bobine sera également proportionnel au courant I_1 dans la première. Ceci peut se traduire par l'égalité suivante :

$$\Phi_2 = M I_1$$

M étant le coefficient de proportionnalité entre le flux et le courant.

Ce terme est appelé *coefficient d'induction mutuelle* ; il s'exprime également en henrys.

En alimentant la seconde bobine par un courant I_2 , *sans faire varier* la position relative des bobines, le flux embrassé par la première sera Φ_1 , ce qui nous permettra d'établir l'égalité suivante :

$$\Phi_1 = M I_2 \text{ (fig. 115).}$$

L'expérience nous montre qu'en comparant ces deux égalités, on remarque que dans les deux cas le coefficient d'induction mutuelle a même valeur.

DÉFINITION : Le coefficient d'induction mutuelle entre deux bobines est le rapport existant entre le flux embrassé par l'une d'elles et le courant alimentant l'autre.

$$M = \frac{\Phi_1}{10^8 I_2} \quad \text{ou} \quad M = \frac{\Phi_2}{10^8 I_1}$$

dans lesquelles M est en henrys, Φ en maxwells et I en ampères.

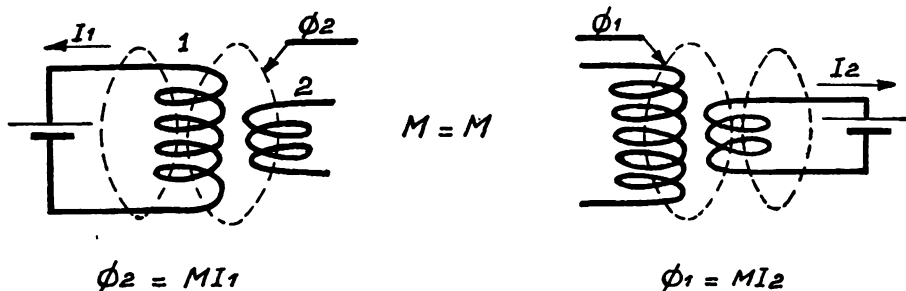


FIG. 115.

Quelle que soit la bobine alimentée, le coefficient d'induction mutuelle a même valeur.

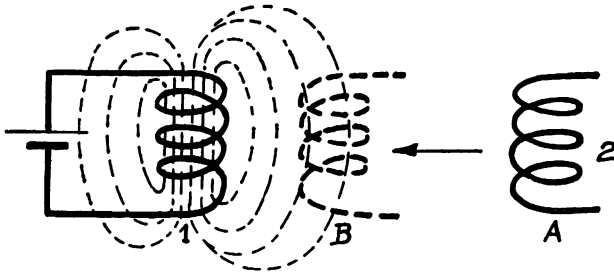


FIG. 116. — En approchant la bobine 2 de la bobine 1, le flux en A est nul et augmente progressivement pour atteindre une certaine valeur en B. En A le coefficient M était nul puis a augmenté petit à petit.

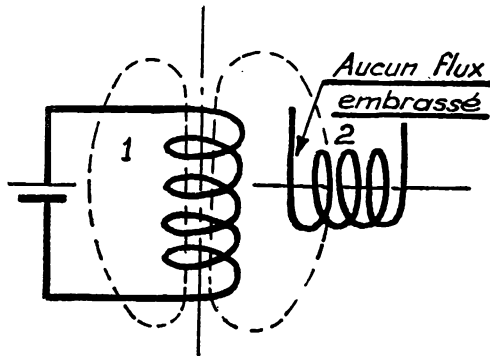


FIG. 117. — Bien que les bobines soient rapprochées, le coefficient M est nul.

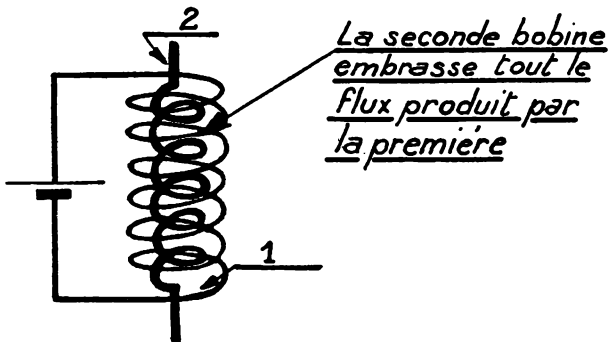


FIG. 118. — Coefficient M maximum, couplage très serré.

26° Couplages.

Lorsqu'il y a induction mutuelle entre deux bobines, on dit qu'il existe un *couplage magnétique* entre elles, ou plus simplement que les deux bobines sont *couplées*.

Pour un courant constant dans l'une d'elles, le flux embrassé par l'autre dépend de la position relative des deux bobines et de leur distance : lorsque deux bobines sont parallèles et très éloignées l'une de l'autre, la bobine non alimentée n'embrasse aucun flux et le coefficient d'induction mutuelle est nul (fig. 116). Si, sans changer leur position,

nous les rapprochons l'une de l'autre, le flux embrassé par la bobine non alimentée va augmenter à mesure que leur distance va diminuer et le coefficient d'induction mutuelle augmentera donc également.

Lorsque deux bobines sont très rapprochées, le coefficient d'induction mutuelle peut être nul si les axes des deux bobines sont perpendiculaires (fig. 117).

Quand le coefficient d'induction mutuelle est grand, on dit que le couplage est *serré* et le couplage sera d'autant plus *lâche* que le coefficient d'induction mutuelle sera plus petit.

Le coefficient d'induction mutuelle est maximum quand les deux bobines ont des diamètres voisins et sont placées l'une dans l'autre sur un axe commun (fig. 118).

27° Le variomètre.

Soit deux inductances sans fer, concentriques, branchées en série (fig. 119). Elles seront, de ce fait, parcourues par le même courant I . Désignons par L_1 le coefficient de self de la première, par L_2 le coefficient de self de la deuxième et par M leur coefficient d'induction mutuelle. Proposons-nous de calculer le coefficient de self de l'ensemble.

Admettons que les deux bobines sont branchées de telle sorte que les flux qu'elles produisent soient de même sens.

Si la première bobine seule était alimentée, le flux qu'elle embrasse est égal à $L_1 I$ et le flux embrassé par la deuxième sera $M I$, ce qui nous donnera en tout : $L_1 I + M I$ soit $I (L_1 + M)$.

Si la deuxième bobine seule était alimentée, le flux qu'elle embrasse serait $L_2 I$ et le flux embrassé par la première $M I$; nous aurons donc en tout : $L_2 I + M I$ soit $I (L_2 + M)$.

Quand les deux bobines seront en série, les deux flux que nous venons d'obtenir s'ajouteront et nous aurons un flux total :

$$\Phi = I (L_1 + M) + I (L_2 + M).$$

ou encore :

$$\Phi = I (L_1 + L_2 + 2 M).$$

Le coefficient de self de l'ensemble sera donc représenté par le terme entre parenthèses et nous aurons :

$$L = L_1 + L_2 + 2 M.$$

Lorsque les bobines sont branchées de telle sorte que les flux qu'elles produisent soient de sens contraires, les flux dus à l'induction mutuelle seront en sens inverse des flux engendrés par chaque bobine et le coefficient d'induction mutuelle sera alors considéré comme négatif. Le coefficient de self de l'ensemble deviendra :

$$L = L_1 + L_2 - 2 M.$$

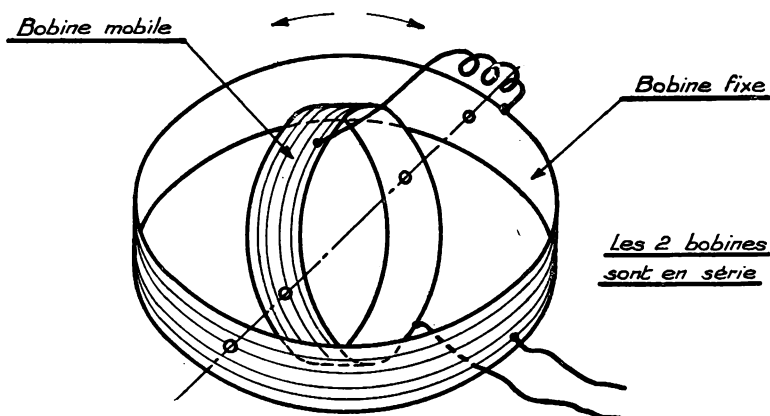


FIG. 119. — Variomètre. Dans cette position le coefficient d'induction mutuelle est nul et le coefficient de self total est alors : $L = L_1 + L_2$.

Suivant la position de la seconde bobine, toujours branchée en série avec la première, le coefficient de self de l'ensemble pourra prendre toutes les valeurs comprises entre les deux valeurs limites que nous avons déterminées précédemment.

L'appareil fonctionnant sous ce principe est un *variomètre* (fig. 119). Il est constitué par une bobine plate fixe, à l'intérieur de laquelle peut tourner une seconde bobine légèrement plus petite. Cette dernière pouvant exécuter un demi-tour, est reliée constamment à la première par un conducteur souple.

Lorsque les deux bobines sont dans le même plan, les flux qu'elles engendrent étant de même sens, le coefficient de self du variomètre est maximum. Quand les plans des bobines forment un angle droit, le coefficient d'induction mutuelle est nul et le coefficient de self total est alors : $L = L_1 + L_2$; en tournant encore la seconde bobine d'un quart de tour, le coefficient de self total devient minimum.

Le principe du variomètre nous permet donc de réaliser une inductance variable très souple et ne comportant pas de fer.

PROBLÈME N° 30

Les deux bobines d'un variomètre ont respectivement un coefficient de self de 0,08 mH et de 0,12 mH; leur coefficient d'induction mutuelle est de 0,05 mH.

Entre quelles valeurs extrêmes peut varier le flux dans l'ensemble quand l'appareil est parcouru par un courant de 0,6 A ?

SOLUTION

Le flux embrassé par une bobine a pour expression : $\Phi = L I$. Φ étant le flux en webers; L , le coefficient de self en henrys et I , le courant en ampères.

Dans un variomètre le coefficient de self peut varier entre deux valeurs extrêmes :

$$L = L_1 + L_2 + 2 M \text{ et } L = L_1 + L_2 - 2 M.$$

L_1 et L_2 étant les coefficients de self des bobines constitutives et M leur coefficient d'induction mutuelle.

Coefficient de self maximum : $L = 0,08 + 0,12 + (2 \times 0,05) = 0,3 \text{ mH}$.

Coefficient de self minimum : $L = 0,08 + 0,12 - (2 \times 0,05) = 0,1 \text{ mH}$.

Flux maximum dans le variomètre :

$$\Phi = 0,0003 \times 0,6 = 0,00018 \text{ Wb, soit } \boxed{18\,000 \text{ Mx}}.$$

Flux minimum dans le variomètre :

$$\Phi = 0,0001 \times 0,6 = 0,00006 \text{ Wb, soit } \boxed{6\,000 \text{ Mx}}.$$

Réponse. — Le flux dans le variomètre variera entre **6 000 et 18 000 Mx**.

28° Balances électromagnétiques.

Supposons que la bobine intérieure d'un variomètre puisse se mouvoir avec une grande facilité, si nous faisons passer un certain courant dans ses bobines, la bobine mobile va tendre à tourner de telle sorte que le flux embrassé par l'ensemble devienne maximum ainsi que le coefficient de self total. Pour que cette bobine tourne, il faut qu'un couple s'exerce sur elle; d'où vient ce couple? Tout simplement de ce que les flux produits par chacune des bobines agissent l'un sur l'autre de façon à se placer dans la même direction. On peut dire également que nous sommes en présence d'une force électromagnétique créée sur un conducteur (bobine mobile) parcouru par un courant et placé dans un flux magnétique (créé par la bobine fixe).

Les bobines ne comportant pas de fer, le flux est proportionnel au courant et, si le courant double, le flux engendré sera aussi deux fois plus grand et la force électromagnétique étant proportionnelle à la fois à la valeur du courant et à la valeur du flux sera quadruplée. Ce qui nous montre que cette force électromagnétique exercée sur la bobine mobile du variomètre est proportionnelle au *carré de l'intensité* circulant dans ses bobines.

En pesant la force électromagnétique, nous pourrions connaître la valeur du courant. Les *balances électromagnétiques* sont basées sur ce principe.

Elles sont constituées par une bobine fixe dont l'axe est horizontal, à l'intérieur de

laquelle se trouve une seconde bobine mobile fixée à l'extrémité d'un levier en équilibre sur un couteau de balance. La seconde extrémité du levier porte un plateau sur lequel on peut placer des poids (fig. 120). Un index se déplaçant devant un cadran portant un repère permet d'amener par addition de poids le levier dans sa position exacte d'équilibre. Les deux bobines sont branchées en série par des conducteurs extrêmement souples pour que leurs actions ne puissent nuire à la sensibilité d'oscillation du levier.

Considérons le levier et voyons ce qui s'y passe quand un courant traverse les bobines. Un flux est créé à l'intérieur de la bobine fixe et les conducteurs formant la bobine mobile sont parcourus par un courant et sont en même temps placés dans le flux créé : ils sont le siège de forces électromagnétiques tendant à faire tourner la bobine mobile; ces forces peuvent être considérées comme deux forces f égales appliquées aux points A et B de cette bobine et dirigées l'une vers le haut et l'autre vers le bas (fig. 121).

Lorsqu'une force F est appliquée à l'extrémité d'un bras de levier articulé au point O, ce bras de levier tourne et décrit une circonférence de rayon R (fig. 122). On dit que l'axe de pivotement est soumis à un couple qui a pour expression : $C = F R$, c'est-à-dire que ce couple est égal au produit de la force appliquée F par le rayon du bras de levier R .

Dans notre balance, en admettant que la force électromagnétique exercée de chaque côté de la bobine mobile soit de 4 g par exemple, le couple exercé par la force dirigée vers le bas est $C_1 = 4 \times 120 = 480$, et le couple exercé par la force dirigée vers le haut $C_2 = 4 \times 100 = 400$. Ces deux couples étant de sens inverses se retranchent l'un de l'autre pour donner un couple résultant $C = C_1 - C_2 = 480 - 400 = 80$ qui sera dirigé vers le bas, et la bobine mobile entraînée vers le bas fera pencher le levier basculant sur son couteau, ce qui aura pour effet de lever le plateau.

Pour rétablir l'équilibre et ramener l'index en face le zéro, il faudra placer sur le

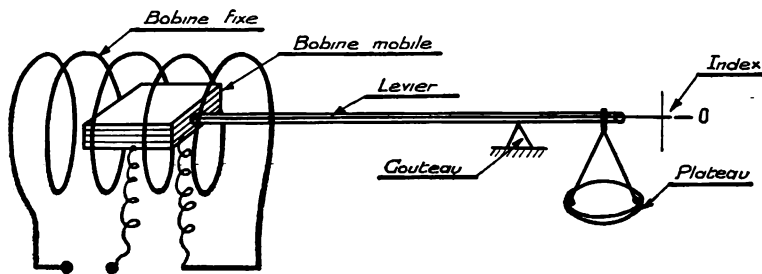


FIG. 120. — Balance électrodynamique : les deux bobines sont en série.

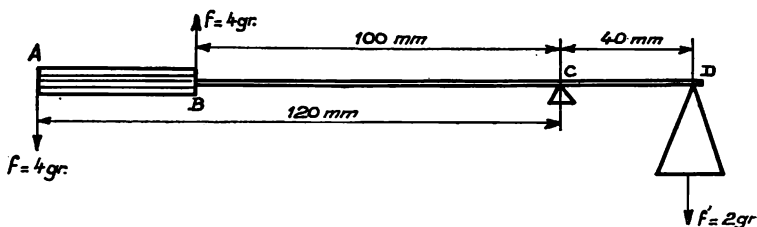


FIG. 121. — Étude du levier de la balance électrodynamique.

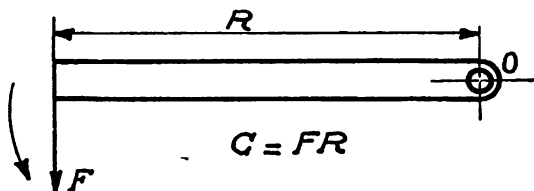


FIG. 122. — Une force appliquée à l'extrémité d'un levier pivotant autour d'un point O le fait tourner et détermine un certain couple C sur l'axe de pivotement.

plateau un certain poids qui, avec les chiffres que nous avons choisis, devra produire sur la partie droite du levier un couple de quatre-vingts unités.

De l'expression du couple $C = F R$, on tire $F = \frac{C}{R}$ comme dans cette partie R est égal à 40, nous aurons :

$$f' = \frac{80}{40} = 2 \text{ g.}$$

Nous pouvons ainsi peser le courant électrique, et si ce courant double, la force exercée sur chaque côté de la bobine mobile sera quatre fois plus grande, donc 16 g, le couple à équilibrer sera alors de trois cent vingt unités, ce qui nous conduira à mettre sur le plateau un poids de 8 g au lieu de 2 g, ce poids est donc aussi quatre fois plus grand, ce qui nous montre que le poids nécessaire à équilibrer le levier est proportionnel au carré de l'intensité à mesurer. Soit K le coefficient de proportionnalité de l'appareil, c'est-à-dire le nombre par lequel il faut multiplier la valeur du poids employé pour obtenir la valeur de l'intensité en ampères, cette valeur aura pour expression :

$$I = K \sqrt[2]{F}$$

F étant en grammes la valeur du poids réalisant l'équilibre.

Suivant les types de balances électrodynamiques, la précision atteinte est de 0,5 à 1 %, ces appareils sont donc beaucoup plus précis que les appareils électromagnétiques ou à cadre mobile dont la précision ne dépasse guère 0,5 % dans les meilleures conditions.

Les balances électrodynamiques se font pour des courants de 0,1 à 2 500 A. Elles doivent être rigoureusement équilibrées avant la mesure.

29° Les wattmètres.

Les *wattmètres* sont des appareils destinés à mesurer directement la puissance mise en jeu dans un récepteur.

Un wattmètre est la combinaison d'un ampèremètre électromagnétique et d'un voltmètre à cadre mobile (fig. 123).

Un ensemble fixe est composé de deux bobines en série parcourues par le courant passant dans le récepteur dont on veut mesurer la puissance. Les bobines ne comportant pas de fer, le flux engendré par ce courant dans les bobines lui est proportionnel : $\Phi = L I$.

Le cadre mobile bobiné en fil très fin et comportant une résistance en série est branché en dérivation aux bornes du récepteur et le courant pas-

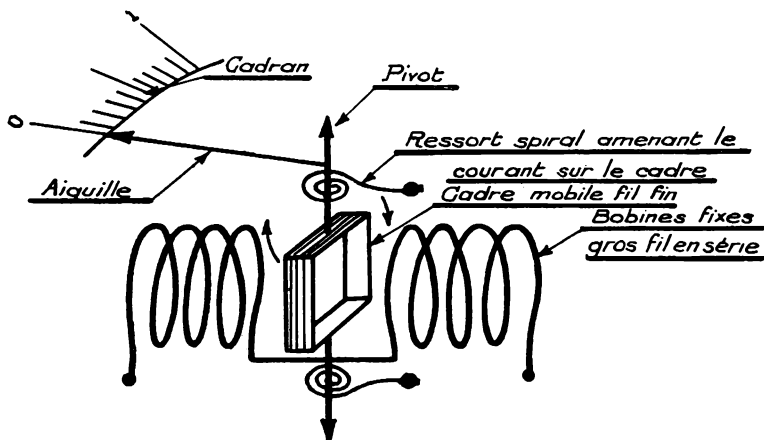


FIG. 123. — Constitution d'un wattmètre.

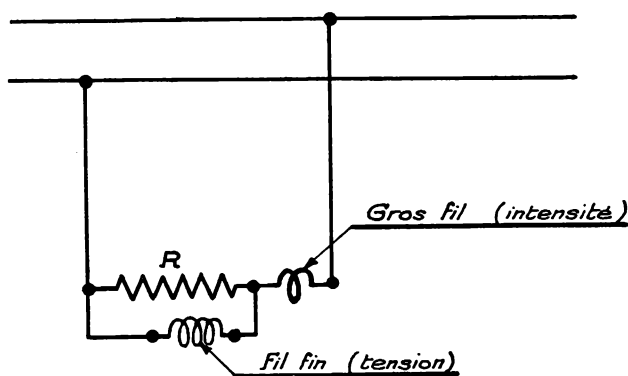


FIG. 124. — Montage direct d'un wattmètre pour mesurer la puissance absorbée par une résistance R .

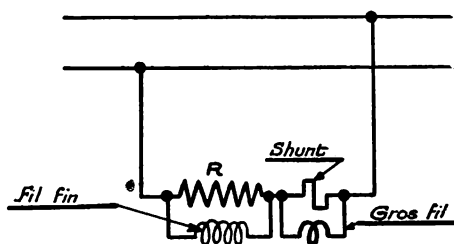


FIG. 125. — Montage d'un wattmètre pour mesurer la puissance absorbée par une résistance R , le courant y circulant étant supérieur au courant pouvant passer normalement dans le gros fil du wattmètre.

sant dans le cadre est proportionnel à la tension entre ses bornes, puisque ce courant a pour valeur $i = \frac{U}{r}$ dans laquelle r est la résistance constante du circuit du cadre; par conséquent le flux engendré par ce cadre sera proportionnel à la tension appliquée entre ses bornes.

Une force électromagnétique résultant de l'action du flux des bobines fixes sur le flux du cadre mobile prendra naissance et cette force sera proportionnelle en même temps au courant dans le circuit d'alimentation du récepteur et à la tension entre ses bornes, c'est-à-dire à la puissance absorbée par le récepteur. Sous l'influence de cette force le cadre tournera et des ressorts spiraux l'équilibreront. Une aiguille solidaire du pivot du cadre mobile se déplace devant un cadran gradué directement en watts.

Les bobinages fixes, parcourus par le courant à mesurer, doivent être très peu résistants pour ne pas modifier la valeur de ce courant, et pour que cela soit, ils sont constitués par un nombre peu important de spires de *gros fil*.

Au contraire, le cadre mobile doit être très léger et très résistant pour que le courant le traversant soit faible, afin de ne pas influencer sur la valeur du courant passant dans les bobines fixes qui sont traversés par la somme des courants dans le récepteur et dans le cadre. Pour ces raisons, le cadre est bobiné du *fil très fin*.

Les bobines fixes sont souvent appelées *bobinage gros fil*, elles consti-

tuent le *circuit d'intensité* ; le cadre appelé *bobinage fil fin* constitue le *circuit de tension*.

Le circuit d'intensité est branché en série dans le circuit et le circuit de tension en parallèle, ou en dérivation aux bornes du récepteur faisant l'objet de la mesure (fig. 124).

Les wattmètres sont établis pour des courants et des tensions maxima ; 5 ou 10 A et 150 V par exemple.

Si le courant circulant dans le récepteur est supérieur au courant maximum de l'appareil, 8 A par exemple pour un wattmètre dont le circuit d'intensité ne doit pas être parcouru par un courant supérieur à 5 A, il suffit de brancher le circuit d'intensité aux bornes d'un shunt en série dans le circuit à mesurer (fig. 125), exactement comme pour un simple ampèremètre. Si le pouvoir multiplicateur de ce shunt est 2, il nous faudra multiplier par ce pouvoir multiplicateur 2 l'indication de la puissance w . Si l'indication du wattmètre est w et $K i$ la constante du circuit d'intensité, nous aurons :

$$P = K i w.$$

Lorsque la tension est supérieure à celle pour laquelle a été établi le wattmètre, il suffit d'ajouter une résistance additionnelle en série dans le circuit de tension (fig. 126), comme pour un voltmètre et la constante du circuit de tension se déterminera de la même façon : si la résistance additionnelle est égale à la résistance du circuit de tension, le courant dans celui-ci

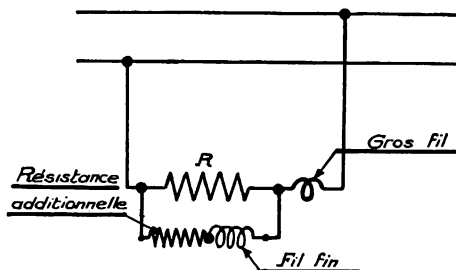


FIG. 126. — Montage d'un wattmètre pour mesurer la puissance engendrée par une tension supérieure à celle pour laquelle a été construit le wattmètre.

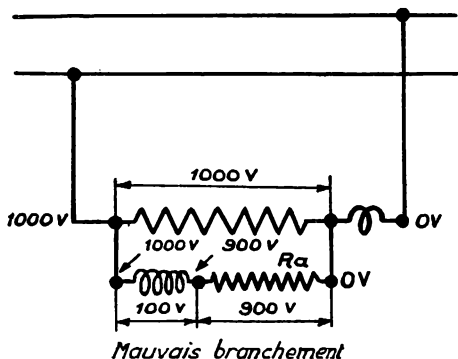


FIG. 127. — Mauvais montage d'une résistance additionnelle de wattmètre. Ne jamais utiliser ce montage.

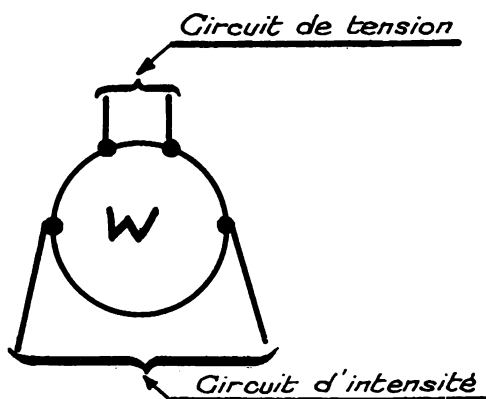


FIG. 128. — Symbole graphique d'un wattmètre.

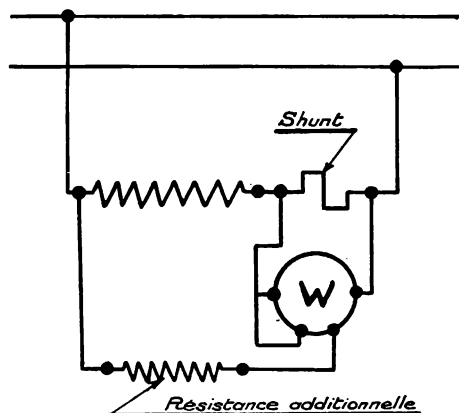


FIG. 129. — Montage d'un wattmètre avec shunt et résistance additionnelle pour mesurer une puissance engendrée par un courant et une tension plus grands que la capacité du wattmètre.

sera le même pour une tension double et la constante de ce circuit sera alors 2. Pour déterminer la puissance, il faudra multiplier l'indication w du wattmètre par 2. Si $K t$ est la constante du circuit de tension, nous aurons :

$$P = K t w.$$

La résistance additionnelle d'un wattmètre doit toujours se brancher de telle sorte qu'une borne de l'enroulement fil fin soit au même potentiel que l'enroulement gros fil, car en cas de mesure sur une tension très élevée, 1 000 V par exemple avec un wattmètre construit pour 100 V, si nous réalisons le *mauvais branchement* (fig. 127), nous aurons bien une chute de tension de 900 V dans la résistance additionnelle, et une tension de 100 V aux bornes du bobinage fil fin, mais la différence de potentiel entre les deux enroulements gros fil et fil fin sera de 1 000 V, et comme ces enroulements sont très voisins, on risque que l'isolement ne soit pas suffisant entre eux

pour résister à une surtension anormale de 900 V, ce qui entraînerait un claquage, la mise en court-circuit de ces bobinages et la détérioration complète du wattmètre.

Le symbole employé dans les dessins électrotechniques est représenté par la figure 128.

Lorsqu'on veut mesurer une puissance fournie à la fois par un courant supérieur au courant maximum pour lequel le wattmètre a été établi, et par une tension supérieure à celle du wattmètre, on emploiera en même temps un shunt sur le circuit intensité et une résistance sur le circuit de tension (fig. 129).

Dans ce cas, en désignant par K_i la constante du circuit intensité et par K_t la constante du circuit de tension, si w est l'indication du wattmètre, la puissance mesurée aura pour expression :

$$P = w K_i K_t.$$

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE XII

LE MAGNÉTISME

1° Les lignes de force.....	5
2° Spectre magnétique.....	6
3° Flux magnétique.....	6
4° Sens des lignes de force.....	6
5° Circuit magnétique.....	7
6° Actions mutuelles des pôles.....	8
7° Expérience de l'aimant brisé.....	8
8° Orientation moléculaire.....	11
9° Persistance de l'orientation moléculaire.....	11
10° Rémanence.....	11
11° Destruction de l'aimantation.....	11
12° Conservation des aimants permanents.....	14
13° Classification magnétique des corps.....	15
14° Champ magnétique.....	16
15° Densité des lignes de force.....	16
16° Champ magnétique uniforme.....	17

CHAPITRE XIII

L'ÉLECTROMAGNÉTISME

1° Flux produit par le passage d'un courant dans un conducteur.....	19
2° Détermination du sens des lignes de force.....	20
3° Flux produit par un solénoïde.....	21
4° Unités de flux magnétique.....	23
5° Unités de champ magnétique.....	24
6° Relation entre le flux magnétique et le champ.....	24
7° Champ en un point de l'axe d'un solénoïde.....	27

CHAPITRE XIV

L'INDUCTION

Les phénomènes d'induction.

1° Force électromotrice induite dans un conducteur.....	33
2° Loi du flux coupé.....	33
3° Force électromotrice induite dans une spire.....	34
4° Loi du flux embrassé.....	35
5° Comparaison entre les lois de flux coupé et flux embrassé.....	38

Mécanisme de l'induction.

6° Les courants de conduction.....	38
7° Les courants de convection.....	38
8° Mécanisme de l'induction.....	39
9° Règle des trois doigts de la main gauche.....	40
10° Utilisation des phénomènes d'induction.....	41

Sens des courants induits.

11°	Loi de Lenz.....	43
12°	Sens du courant induit dans une spire.....	44
13°	Sens du courant induit dans un fil rectiligne.....	46
14°	Freinage électromagnétique.....	49
15°	Courants de Foucault.....	50
16°	Utilisation des courants de Foucault.....	54

Détermination de la valeur des f. é. m. induites.

17°	Valeur de la f. é. m. induite dans un conducteur rectiligne.....	56
18°	Définition du weber.....	60
19°	Définition du maxwell.....	61
20°	Définition du weber par mètre carré.....	61
21°	Définition du gauss.....	61
22°	Valeur de la f. é. m. induite dans une spire.....	61
23°	Valeur de la f. é. m. induite dans une bobine.....	63
24°	Valeur de la quantité d'électricité induite dans un circuit.....	64
25°	Mesure d'un champ magnétique.....	67
26°	Mesure d'un champ au galvanomètre balistique.....	67
27°	Fluxmètre de Grassot.....	69
28°	Sondes au bismuth.....	70

CHAPITRE XV**LES F. É. M. D'AUTO-INDUCTION**

1°	Principe de l'auto-induction.....	71
2°	Coefficient d'auto-induction ou coefficient de self.....	72
3°	Unité de coefficient de self.....	73
4°	Calcul du coefficient de self d'une bobine.....	74
5°	Valeur de la f. é. m. de self-induction.....	76
6°	Établissement du courant dans une inductance.....	77
7°	Énergie emmagasinée sous forme de flux dans une self.....	81
8°	Libération d'énergie lors de la coupure du courant.....	83
9°	Surtensions dues à la coupure d'une self.....	83
10°	Absorption de l'extra-courant de rupture.....	85
11°	Coupure des circuits inductifs.....	86

Applications des phénomènes de self.

12°	Allumoirs électriques.....	87
13°	Allumage des moteurs à explosions.....	87
14°	Bobine de Ruhmkorff.....	88
15°	Protection des lignes électriques aériennes.....	91

CHAPITRE XVI**AUTO-INDUCTION****Induction magnétique.**

1°	Action d'un noyau de fer dans un solénoïde.....	93
2°	Induction magnétique.....	93
3°	Flux d'induction.....	95
4°	Mesure de l'induction.....	95
5°	Obtention d'une induction uniforme.....	96
6°	Rapport entre le champ et l'induction.....	98

Loi des circuits magnétiques.

7°	Expression de l'induction dans un circuit magnétique fermé....	101
8°	Flux d'induction dans un circuit magnétique fermé.....	103
9°	Force magnétomotrice.....	105
10°	Réductance	105
11°	Loi d'Ohm appliquée aux circuits magnétiques.....	106
12°	Cas d'un circuit magnétique comprenant un petit entrefer.....	107
13°	Cas d'un circuit magnétique hétérogène.....	108
14°	Cas de plusieurs f. m. m. agissant sur un circuit hétérogène.....	109

Étude magnétique du fer.

15°	Cycle d'hystérésis.....	110
16°	Induction rémanente.....	111
17°	Champ coercitif.....	112
18°	Pertes d'énergie par hystérésis.....	112
19°	Fer doux.....	117
20°	Acier au silicium recuit.....	117
21°	Permalloy.....	117

Applications de l'électromagnétisme.

22°	Autodéformation d'un circuit magnétique.....	118
23°	Les électro-aimants.....	119
24°	Induction mutuelle.....	121
25°	Coefficient d'induction mutuelle.....	121
26°	Couplages	123
27°	Le variomètre.....	124
28°	Balances électromagnétiques.....	125
29°	Les wattmètres.....	127

TABLE DES PROBLÈMES

PROBLÈME	1	25
—	2	25
—	3	26
—	4	28
—	5	28
—	6	29
—	7	30
—	8	58
—	9	60
—	10	62
—	11	63
—	12	65
—	13	68
—	14	73
—	15	75
—	16	76
—	17	82
—	18	94
—	19	98
—	20	100
—	21	102
—	22	104
—	23	106
—	24	108
—	25	113
—	26	114
—	27	115
—	28	116
—	29	121
—	30	125

LA MACHINE MODERNE

*REVUE MENSUELLE PRATIQUE
DE CONSTRUCTION
ET D'USINAGE MÉCANIQUES*

Fondée en 1906

15, Rue Bleue — PARIS-IX^e

R. C. : 6683



LA PLUS ANCIENNE DES REVUES FRANÇAISES DE MÉCANIQUE,
ELLE EST, PAR LE CHOIX DE SES COLLABORATEURS ET L'ABON-
DANCE DE SA DOCUMENTATION TOUJOURS RENOUVELÉE,
LE PLUS PRÉCIEUX MOYEN D'ÉDUCATION TECHNIQUE POUR
LES PRATICIENS DE TOUS ORDRES, LA PLUS LARGE TRIBUNE,
OFFERTE AUX TECHNICIENS, POUR LES LIBRES DISCUSSIONS
PROFESSIONNELLES, ENFIN L'ORGANE LE MIEUX APPROPRIÉ
A LA DIFFUSION DES MÉTHODES OU MACHINES OU PROCÉDÉS
NOUVEAUX

Abonnez-vous à la MACHINE MODERNE. Vous y trouverez :

**ÉTUDES TECHNIQUES
TOURS DE MAIN D'ATELIER
PROCÉDÉS PRATIQUES D'USINAGE
MONTAGES ET OUTILLAGES ÉCONOMIQUES
MACHINES ET OUTILS NOUVEAUX**

Numéro spécimen sur demande accompagnée de 100 Fr.

MON MÉTIER

REVUE DE PERFECTIONNEMENT
(Métallurgie, Mécanique, Électricité)

15, Rue Bleue, 15 — PARIS (9^e)

Cette Revue a pour but d'intéresser non seulement les apprentis et jeunes ouvriers, mais également tous ceux : Ingénieurs, Chefs d'ateliers et Contremaîtres qui, à un titre quelconque, sont chargés de leur direction ou de leur surveillance.

Abonnez-vous à **MON MÉTIER**, vous y trouverez :

SUJETS D'EXAMENS

PROPOSÉS AUX C.A.P. ET BREVETS PROFESSIONNELS

ÉTUDES TECHNIQUES

TOURS DE MAINS D'ATELIER

PROCÉDÉS PRATIQUES D'USINAGE

LES GRANDES INVENTIONS

Plus de 350 pages de Documents pratiques



ABONNEMENT : 800 FRANCS PAR AN
Chèques postaux : PARIS 1539-32

DANS LA MÊME COLLECTION :

N° 138. COURS DE TECHNOLOGIE PROFESSIONNELLE à l'usage des Centres d'apprentissage (conforme au programme national du Certificat d'Aptitudes professionnelles) avec préface de M. LOISY, inspecteur général de l'Enseignement Technique :

Tome I. — Instruments de mesure et de vérification. — Outillage de traçage. — 116 pages, illustrées de 197 figures, 155 × 240.

Tome II. — Outillage de fixation. — Usinage à main. — Burinage. — Limage. — Sciage. — Outillage et perçage. — Filetage à main. — Mandrinage. — Grattage. — Rodage. — Polissage. — 180 pages, illustrées de 490 figures, 155 × 240.

Tome III. — Ablocage. — Machines-outils. — Meulage. — Rabotage. — Machines à percer. — Machines à scier. — Tours. — Fraiseuses. — 122 pages, illustrées de 175 figures, 155 × 240.

Tome IV. — Métaux ferreux et non ferreux. — Métaux légers. — Alliages. — Matériaux autres que les métaux. — Produits industriels. — Traitements thermiques. — 148 pages, illustrées de 110 figures, 155 × 240.

Tome V. — Travail des métaux à froid. — Essais des métaux. — Protection contre la corrosion. — Fixation des assemblages. — 124 pages, illustrées de 130 figures, 155 × 240.

Tome VI. — Les tolérances et les ajustements. — La normalisation. — Les assemblages (rivetage, frettage). — Éléments de construction (boulons, vis, goujons, écrous, rondelles, goupilles, freins d'écrous, clavette).

Tome VII. — Notions sommaires sur les organes de transmission. — Arbres. — Manchons d'accouplement. — Paliers. — Supports des organes de transmission. — Crapaudines et boîtards. — Poulies. — Des courroies. — Engrenages. — Prévention des accidents causés par les transmissions. — Appareils de levage et de manutention. — Précautions à prendre pour l'utilisation des appareils de levage. — 160 pages, illustrées de 228 figures, 155 × 240.

Adresser les commandes à

LA SOCIÉTÉ DE PUBLICATIONS MÉCANIQUES

15, Rue Bleue, PARIS (9°)